Orsay, série A
N° d'ordre : 23

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS
CENTRE D'ORSAY

POUR OBTENIR

LE TITRE DE DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ
(mention Sciences)

PAR

Fukunaga TERASAKI

1re THESE

Contribution à l'étude du mécanisme de la rupture par clivage des monocristaux de fer pur

2e THÈSE - **Propositions données par la Faculté**

Soutenues le 21 mars 1966 devant la Commission d'examen

MM. J. FRIEDEL — Président
P. LACOMBE, G. SAADA — Examinateurs

ÉDITIONS MÉTAUX - 32, rue du Maréchal-Joffre - Saint-Germain-en-Laye (Yvelines)

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS
CENTRE D'ORSAY

POUR OBTENIR

LE TITRE DE DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ
(mention Sciences)

PAR

Fukunaga TERASAKI

1re THESE

Contribution à l'étude du mécanisme de la rupture par clivage des monocristaux de fer pur

2e THÈSE - **Propositions données par la Faculté**

Soutenues le 21 mars 1966 devant la Commission d'examen

MM. J. FRIEDEL — Président

P. LACOMBE, G. SAADA — Examinateurs

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

UNIVERSITÉ DE PARIS

Faculté des Sciences de Paris

PROFESSEURS

Doyen ..... **M. ZAMANSKY**

MM.	PRENANT	T	Anatomie et Histologie comparée.
	GRASSÉ	T	Evolution des êtres organisés.
	PRÉVOST	T	Chimie organique.
	WYART	T	Minéralogie et cristallogr.
	TEISSIER	T	Zoologie.
	AUGER P. ..	T	Physique quantique et relativité.
	MONNIER	T	Physiologie générale.
	PIVETEAU	T	Paléontologie.
	ROCARD	T	Physique (E.N.S.).
	CARTAN	T	Mathématiques (E.N.S.).
	LAFFITTE	T	Chimie générale.
	N...	T	Géométrie supérieure.
	COULOMB	T	Physique du globe.
Mlle	COUSIN	T	Biologie animale (S.P.C.N.).
MM.	CHRÉTIEN ..	T	Chimie minérale.
	BOCQUET	T	Zoologie.
	KASTLER	T	Physique (E.N.S.)
	EPHRUSSI ..	T	Génétique.
	GAUTHERET ..	T	Biologie végétale (C.P.E.M.)
	LUCAS R.	T	Recherches physiques.
	THOMAS A. ..	T	Biologie cellulaire.
	MORAND M. ..	T	Enseignement de physique.
	SOLEILLET ..	T	Physique (C.P.E.M.)
	FORTIER	T	Mécanique expérimentale des fluides.
	DRACH P.....	T	Zoologie.
	QUENEY	T	Météorologie et dynamique atmosphérique.
	GALLIEN	T	Embryologie.
	EICHHORN ..	T	Botanique.
	DE CUGNAC ..	T	Biologie végétale (S.P.C.N.).
Mlle	CAUCHOIS ..	T	Chimie physique.
MM.	THELLIER ..	T	Physique du globe.
	PONCIN	T	Mécanique générale.
	DUBREIL	T	Arithmétique et théorie des nombres.
	QUELET	T	Chimie organique.
	CAGNIARD	T	Géophysique appliquée.
	CHAMPETIER..	T	Chimie macromoléculaire.
	CUVILLIER ..	T	Micropaléontologie.
	JUNG	T	Géologie.
	TRILLAT	T	Microscopie et diffraction électronique.
	WIEMANN	T	Chimie organique et structurale.
	VASSY	T	Physique de l'atmosphère.
	DESTOUCHES..	T	Théorie physique.
	AMIEL	T	Chimie générale
MM.	HOCART	T	Minéralogie et cristallogr.
	MATHIEU J.-P.	T	Physique optique.
	COUTEAUX ..	T	Cytologie.
	CHOQUET	T	Théorie des fonctions et topologie.
	FELDMANN ..	T	Biologie végétale marine.
	JOST	T	Physiologie comparée.
	FORTET	T	Calcul de probabilités et physique mathématique.
	SCHWARTZ ..	T	Calcul différentiel et intégral.
	CHOUARD ..	T	Physiologie végétale.
	MALAVARD ..	T	Aviation (techn. aéronaut.)
	BRELOT	T	Analyse supérieure.
	NORMANT ..	T	Synthèse organique.
	BENARD	T	Chimie appliquée.
	DUGUÉ	T	Statistiques mathématiques.
	SOULAIRAC ..	T	Psychophysiologie.
	ULRICH	T	Physiologie végét. appliquée.
	KIRRMANN ..	T	Théories chimiques.
	CHADEFAUD ..	T	Botanique.
Mlle	LE BRETON ..	T	Physiologie de la nutrition.
MM.	LELONG	T	Application de l'analyse à la géométrie
	DEVILLERS ..	T	Anatomie et histologie comparées.
	EHRESMANN ..	T	Topologie algébrique.
	FRANÇON	T	Physique (S.P.C.N.).
	GLANGEAUD ..	T	Géographie physique et géologie dynamique.
	DODEMENT ..	T	Mathématiques (M.G.P.).
	PISOT	T	Techn. math. de la physique.
	ROCH (E.) ..	T	Géologie.
	SCHATZMANN..	T	Astrophysique.
	TERMIER	T	Géologie générale.
	ZAMANSKY ..	T	Mathématiques générales.
	LENNUIER ..	T	Physique (M.G.P.).
	ROUTHIER ..	T	Géologie appliquée.
Mme	TONNELAT ..	T	Physique théorique.
MM.	DIXMIER	T	Mathématiques (M.P.C.).
	SOUCHAY	T	Chimie générale
	AIGRAIN	T	Electrotechnique générale.
	BRUSSET	T	Chimie systématique.
	M. LEVY	T	Physique théorique des hautes énergies
Mmes	CHAIX	T	Chimie biologique.
	HUREL-PY ..	T	Biologie végétale (C.P.E.M.).
MM.	PANNETIER ..	T	Chimie générale I.
	BRUN	T	Mécanique théorique des fluides I.

Mmes	DUBREIL	T	Mathématiques (agrégation).
	LELONG	T	Mathématiques II (E.N.S.).
MM.	BELLAIR	T	Géologie (S.P.C.N.).
	COTTE	T	Physique électricité.
	DUBOIS J. E.	T	Chimie organique physique.
	LAMOTTE	T	Zoologie (E.N.S.).
	OLMER	T	Energétique générale.
	GAUTHIER ..	T	Mécanique appliquée.
	BARCHEWITZ .	T	Chimie physique.
	BROSSEL	T	Physique atomique.
	BUSER	T	Physiologie comparée.
	CAMUS	T	Physiologie végétale.
	CURIEN	T	Minéralogie et cristallographie.
	POSSOMPES ..	T	Zoologie.
	PULLMANN ..	T	Chimie quantique.
	TEILLAC	T	Physique nucléaire et radioactivité
	VILLE	T	Econométrie.
	WILLEMART ..	T	Chimie (C.P.E.M.).
	FREYMANN ..	T	Recherches physiques.
	ROLLET	T	Chimie minérale.
Mlle	JOSIEN	T	Chimie (S.P.C.N.).
MM.	CHEVALLEY ..	T	Géométrie algébrique et théorie des groupes.
	GERMAIN	T	Mécanique théorique des fluides.
	LUCAS G. ..	T	Géologie.
	ALLARD	T	Chimie physique.
	BERTHELOT ..	T	Physique des particules fondamentales.
	BRICARD	T	Météorologie.
Mme	ALBE-FESSARD	T	Psycho-physiologie.
MM.	JULIA M.	T	Etude des molécules naturelles complexes.
	MAGAT	T	Physico-chim. des rayonnements.
Mlle	QUINTIN	T	Electrochimie.
MM.	MONOD	T	Chimie du métabolisme.
	DE POSSEL ..	T	Analyse numérique.
	CHARLOT	T	Chimie analytique.
	CHATELET M.	T	Chimie (C.P.E.M.).
	MATTLER	T	Physique (S.P.C.N.).
	BOUISSIÈRES	T	Radiochimie.
Mme	COUTURE	T	Thermodynamique et mécanique physique.
MM.	FRANC	T	Biologie animale (C.P.E.M.).
	SCHNELL	T	Botanique tropicale.
	STOLKOWSKI	T	Physiologie générale.
	ACHER	T	Chimie biologique.
	BAUDOIN	T	Biologie animale (C.P.E.M.).
	BEAUMONT ..		Biologie animale (S.P.C.N.).
	BLAMONT		Géophysique ionosphère.
	BOURREAU ..	T	Botanique
	CURIE D. ..		Physique (M.G.P.).
	DURANT-DELGA	T	Géologie
	HELLER	T	Physiologie végétale.
	TORTRAT	T	Calcul des probabilités.
	CAILLEUX ..	T	Géologie (S.P.C.N.).
	MAGNAN		Physique électricité.
	DAUDEL	T	Mécanique ondulatoire.
Mlle	FOURCROY ..		Biologie végétale (S.P.C.N.).
Mme	CHOQUET-BRUHAT	T	Mécanique analytique et mécanique céleste.
Mlle	VEIL	T	Physiologie générale.
MM.	LWOFF	T	Microbiologie.
	SIESTRUNCK..	T	Méc. phys. et expérimentale.
	CABANNES ..	T	Mécanique générale.
	CAIRE		Géographie phys. et géol. dynamique.
	COMOLET		Mécanique des fluides.
	DELLOUE	T	Physique de l'exosphère.
	HOUILLON ..		Biologie animale C.P.E.M.
	OLIVIER		Anthropologie.
	SAMUEL	T	Mathématiques (E.N.S. Jeunes filles).
	THIRY	T	Mécanique céleste.
	ABELES	T	Physique S.P.C.N.
	AMAT	T	Thermodynamique.
	AUBOIN	T	Géologie.
Mme	BENOIT-GUEUTAL	T	Physique nucléaire et radioactivité.
MM.	BOUGIS		Biologie végétale marine (Villefranche-sur-Mer).
	RIGAUDY	T	Chimie S.P.C.N.
	COLLONGUES..		Chimie C.P.E.M.
	DUBERT		Biochimie.
	NOZIÉRES ..		Physique générale.
	CADIOT		Chimie organique.
	IVANOFF		Océanographie physique.
	FRANÇOIS ..		Zoologie.
	TALBOT		Génie chimique.
Mme	NOUGARÈDE ..		Botanique.
MM.	BRUHAT	T	Mathématiques M.P.C.
	FOURNET		Electricité générale.
	DEHEUVELS ..	T	Mathématique propédeutique
	FURON	T	Géologie S.P.C.N.
Mme	GANS	T	Génétique.
MM.	GENEVES		Biologie végétale C.P.E.M.
	HUPE	T	Pétrographie.
	HOLLANDE ..	T	Biologie générale.
	LIONS	T	Analyse numérique.
	MAITTE	T	Chimie organique.
	NICOLAS		Géologie appliquée.
	PANIGEL		Biologie générale.
	RAVIER		Pétrographie.
	MOREL F. ..	T	Physiologie comparée.
	ROSEAU	T	Mécan. théorique des fluides.
	ROUBINE	T	Electronique E.S.E.
	SILBER	T	Chimie C.P.E.M.
	UEBERSFELD ..	T	Electronique.
	YVON	T	Théories Physiques.
	HERVÉ	T	Mathématiques.
Mme	PECKER-WIMEL	T	Astrophysique.
MM.	BALKANSKI ..		Physique M.P.C.
	LE CORRE ..	T	Electricité.
	NATAF	T	Physique nucléaire et radioactivité
	ECHALIER ..		Biologie animale C.P.E.M.
	BARRAUD		Physique C.P.E.M.
	DARS		Géologie structurale et appliquée.
	CAMEFORT ..	T	Botanique (agrégation).
	VICHNIEWSKY	T	Mécanique industrielle.
	SIGWALT	T	Chimie S.P.C.N.
	BLAQUIÈRE ..		Electronique
	BARUCH		Physique propédeutique.
	ARNOUS	T	Physique théorique.
	SLONIMSKI ..		Génétique.
	MALLIAVIN ..	T	Mathématiques propédeutique

MM.	GAUDEMAR ..		Chimie propédeutique.
	BROUSSE	T	Mécanique théorique.
	ROSCH	T	Astronomie.
	GUY	T	Physique expérimentale.
	LAZARD		Mathématiques M.P.C.
	MOREL P. ..		Physique M.P.C.
	ARSAC		Programmation.
	LEFEBVRE ..		Chimie M.P.C.
	BOK		Physique propédeutique.
	CHAPEVILLE..		Biochimie.
	BENOIT		Physique C.P.E.M.
	RIO		Chimie C.P.E.M.
	JAUZEIN		Géologie E.N.S.
	PREVOST G...		Biologie végétale C.P.E.M.
	FAVARD P. ..		Biologie animale C.P.E.M.
Mme	CHARNIAUX-COTTON		Evolution des êtres organisés.
Mlle	FICINI		Chimie C.P.E.M.
MM.	LEQUEUX		Astronomie.
	COHEN TANNOUDJI		Physique atomique.
MM.	TAVERNIER ..		Physique C.P.E.M.
	DURAND M...		Biologie animale S.P.C.N.
	PASCAUD		Physiologie.
Mme	PETIT		Biologie animale C.P.E.M.
MM.	CAGNAC		Physique agrégation.
	FALK-VAIRANT		Physique nucléaire.
	KRASNER	T	Mathématiques.
	BENZECRI ..	T	Statistiques.
	VINH MAU ..		Physique M.G.P.
	DUQUESNES ..		Physique C.P.E.M.
	SCHUTZENBERGER		Programmation.
	TREMILLON ..		Chimie M.P.C.
	FAYARD		Chimie M.P.C.
	BUVET		Chimie C.P.E.M.
	AUTHIER		Physique M.P.C.
	PICINBONO ..	T	Physique C.P.E.M.
	BONNEFILLE..		Electrotechnique.
Mme	PUYSEUX DAO		Biologie végétale.

Secrétaire général ..... R. POULLAIN.

UNIVERSITÉ DE PARIS

Faculté des Sciences d'Orsay

PROFESSEURS

MM.	MANGENOT G.	T	Biologie végétale.
	JACQUINOT P.	T	Optique.
	GUINIER A...	T	Electricité et physique des solides.
	GRIVET P. ..	T	Electronique.
	BLANC-LAPIERRE A...	T	Accélérateur linéaire.
	L'HÉRITIER P.	T	Génétique des virus.
	LEMÉE G.....	T	Ecologie végétale.
	MOYSE A. ..	T	Physiologie végétale.
	DODE M.	T	Chimie thermodynamique.
	DENY J.	T	Mathématiques.
	RIVIÈRE A. ..	T	Géologie générale et sédimentologie.
	MICHEL A. ..	T	Chimie minérale.
	MAY R.	T	Anatomie comparée.
	DELANGE H...	T	Mathématiques.
	CHAPELLE J...	T	Physique expérimentale.
	LACOMBE P. ..	T	Métallurgie.
	BENOÎT P. ..	T	Physiologie générale.
	GUINOCHET J.	T	Biologie végétale S.P.C.N.
	NÉRON A. ..	T	Mathématiques.
	NOZERAN	T	Botanique approfondie.
	CASTAING R...	T	Thermodynamique.
	ELLENBERGER	T	Géologie structurale.
	LEDERER E. ..	T	Chimie biologique.
	RIZET J.	T	Génétique.
	LENDER T. ..	T	Biologie animale S.P.C.N.
	POITOU G. ..	T	Mathématiques.
	FRÉON P. ..	T	Chimie organique.
	TONNELAT ..	T	Biologie physico-chimique.
	BRUNN Jan ..	T	Géologie historique.
	JEAN M.	T	Physique nucléaire.
	BERGERARD J.	T	Zoologie.
	ROGER J.	T	Paléontologie.
	LEFORT M. ..	T	Chimie nucléaire
	LAGARRIGUE A.	T	Physique des hautes énergies.
	JULLIEN J. ..	T	Chimie structurale organique
	ARNULF A. ..	T	Optique.
	ROUAULT M...	T	Diffraction électronique.
	MARÉCHAL A.	T	Optique théorique et appliquée.
	MAZET R. ..	T	Mécanique générale.
	DAVID Serge..	T	Chimie agrégation.
	GUÉRIN H. ..	T	Chimie des gaz et des combustibles.
	LESIEUR L. ..	T	Mathématiques M.P.C. et algèbre.
	KOURGANOFF	T	Astronomie.
MM.	ARNOULT P...	T	Physique électronique.
	KAHANE J.-P.	T	Mathématiques.
	BROCHARD J.	T	Physique propédeutique.
Mme	ROIZEN	T	Physique C.P.E.M.
MM.	BERTEIN F. ..	T	Electronique.
	MALGRANGE B.	T	Mathématiques.
	CORABŒUF E.	T	Physiologie animale.
	FRIEDEL J. ..	T	Physique des solides.
	CHEVAUGEON J.	T	Cryptogamie.
	MEYER P. ..	T	Physique théorique et atomique.
	LEHMANN P.	T	Accélérateur linéaire.
	CHABBAL R.	T	Physique propédeutique.
	DELCROIX J.M.	T	Physique des plasmas.
	CERF J.	T	Mathématiques.
	D'ESPAGNAT B.	T	Physique théorique.
	SCHAEFFER P.	T	Microbiologie.
	DE GENNES P.	T	Physique des solides.
Mme	MARTIN N. ..		Physique propédeutique.
MM.	GOURDIN M. ..		Physique théorique.
	PEREZ Y JORBA		Physique propédeutique.
	GORENFLOT E.		Biologie végétale S.P.C.N.
	RIOU M.		Physique nucléaire.
	BROUSSE R. ..		Géologie S.P.C.N.
	LIORET C. ..		Physiologie végétale.
	CLAUSER H...		Chimie biologique.
	JANCOVICI B.		Physique atomique.
	LURCAT J. ..		Physique propédeutique.
	LE BERRE J..		Entomologie.
	LAVOREL J. ..		Biophysique.
	PERIO P. ..		Physique propédeutique.
	FETIZON M. .		Stéréochimie.
	CHEMLA M...		Chimie des isotopes.
	MAZIÈRES C.		Chimie S.P.C.N.
	VILKAS M. ..		Chimie C.P.E.M.
	BLANDIN A...		Physique des solides.
	BRUN G.		Génétique.
	MERCOUROFF .		Physique agrégation.
	ANDRÉ J. ..		Microscopie électronique.
	CHEVALLIER F.		Physiologie animale.
Mlle	MARCOU		Biologie cellulaire C.P.E.M.
MM.	BOURDU R. ..		Physiologie végétale.
	BERKALOFF A.		Biologie animale C.P.E.M.
Mlle	LEFORT M. ..		Biologie cellulaire C.P.E.M.
Mme	LAMBERT		Physique C.P.E.M.
MM.	BIZOT J.-C...		Physique M.P.C.
	GUIRAUD J.P.		Mécanique.
	LABOUESSE B.		Chimie S.P.C.N.

AVANT-PROPOS

Je tiens à exprimer ma profonde gratitude à M. J. FRIEDEL, Professeur à la Faculté des Sciences d'Orsay, ainsi qu'à M. G. SAADA, d'avoir bien voulu diriger mes recherches et me prodiguer leurs précieux conseils.

Je prie M. P. LACOMBE, Professeur à l'Ecole des Mines de Paris et à la Faculté des Sciences d'Orsay, d'accepter mes profonds remerciements pour l'intérêt qu'il a porté à mon travail.

Je tiens à témoigner ma reconnaissance à M. M. ALLARD, Directeur Général de l'IRSID, qui m'a permis de réaliser ce travail dans les laboratoires de cet Institut, à M. J. PLATEAU, ancien Chef du Département Physique, à M. J. PHILIBERT, Chef du Département Physique Appliquée, ainsi qu'à M. A. W. SLEESWYK, Professeur à l'Université de Groningen, qui m'ont aidé dans la réalisation de cette thèse.

Je remercie vivement mes collègues de l'IRSID, en particulier MM. G. DELARUE, L. ROESCH et tout spécialement C. LORIDAN, dont la collaboration m'a été très précieuse, M. M. OLETTE, qui m'a fourni les matériaux nécessaires à cette étude, Mme C. CRETIN ainsi que les Services de Reproduction.

Je voudrais enfin exprimer ma gratitude envers M. U. HASHIMOTO, Directeur de l'Institut National de Recherches des Métaux de Tokyo (N.R.I.M.), et la Société SUMITOMO METAL INDUSTRIES qui m'ont permis d'accomplir le stage au cours duquel j'ai pu réaliser cette étude.

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41546821_0037

SOMMAIRE

Chapitre I : INTRODUCTION.

1.1. Situation du problème.

1.2. Résumé des résultats d'essais antérieurs.

1.2.1. Courbes charge-allongement.

1.2.2. Mode de rupture.

1.2.3. Interprétation des résultats, discussion des divers modèles d'amorçage de la rupture par clivage.

1.3. But de cette étude et plan d'essais.

Chapitre II : METHODE EXPERIMENTALE.

2.1. Fabrication des monocristaux.

2.2. Préparation des éprouvettes.

2.3. Essais de traction.

2.4. Méthode d'observation par figures d'attaque.

Chapitre III :
RESULTATS EXPERIMENTAUX.

3.1. Propriétés mécaniques des monocristaux de fer pur.

3.1.1. Courbes charge-allongement.

3.1.2. Plans de glissement.

3.1.3. Cissions critiques de glissement et de maclage.

3.1.4. Durcissement par écrouissage.

3.2. Relaxation des contraintes en tête de macle.

3.2.1. Relaxation au croisement des deux macles.

3.2.2. Relaxation en tête des macles arrêtées par certains obstacles.

3.3. Mode de rupture.

3.3.1. Rupture ductile.

3.3.2. Rupture par clivage.

Chapitre IV :
MECANISME DE LA RUPTURE PAR CLIVAGE.

4.1. Amorçage des fissures par glissement.

4.1.1. Décomposition de la dislocation de Cottrell.

4.1.2. Nombre de dislocations nécessaires à l'amorçage d'une fissure.

4.1.3. Possibilité de formation de fissures par un mécanisme ne faisant intervenir que le glissement.

4.2. Amorçage des fissures par maclage.

4.2.1. Relaxation des contraintes au croisement de deux macles.

4.2.2. Relaxation en tête d'une macle bloquée par certaines barrières non visibles au microscope optique.

4.2.3. Influence des macles sur l'amorçage de la rupture par clivage.

Chapitre V : CONCLUSION.

Annexe :

DECOMPOSITION DE LA DISLOCATION DE COTTRELL.

A.1. Facteurs de l'énergie de décomposition de la dislocation a [100] dans le cas de deux empilements identiques.

A.1.1. Energie de ligne.

A.1.2. Variation de l'énergie élastique et de l'énergie de cœur des dislocations.

A.1.3. Terme d'énergie correspondant aux contraintes appliquées.

A.2. Energie d'activation de dissociation de la dislocation a [100] en fonction du nombre des dislocations des deux empilements.

A.3. Décomposition de la dislocation de Cottrell dans le cas d'un empilement simple.

BIBLIOGRAPHIE.

Contribution à l'étude du mécanisme de rupture par clivage des monocristaux de fer pur *

par F. TERASAKI **

Institut de Recherches de la Sidérurgie Française
185, rue du Président-Roosevelt, 78-Saint-Germain-en-Laye

CHAPITRE PREMIER

Introduction

1.1. — SITUATION DU PROBLÈME

Le phénomène de fragilité des métaux cubiques centrés est un problème important que ce soit dans le domaine industriel ou dans le domaine de la recherche fondamentale sur les métaux. Aussi, un nombre considérable d'études a-t-il été consacré jusqu'à présent à ce sujet. Bien que le problème de la rupture fragile ne se ramène pas exactement à celui de la rupture par clivage, nous n'aborderons que ce dernier. En effet, le terme général de rupture fragile englobe plusieurs phénomènes de nature fondamentalement différente. Le clivage est son aspect le plus important et le plus étudié. De plus il correspond à un mode de rupture précis et clairement défini : la rupture se propage rapidement suivant des plans cristallographiques déterminés.

En ce qui concerne l'amorçage de la rupture, plusieurs mécanismes ont été proposés jusqu'à présent [1 à 10]; cependant la solution complète de ce problème reste indéterminée.

Dans la rupture par clivage des métaux cubiques centrés, deux modèles de dislocations nous semblent présenter de l'intérêt : celui proposé par Zener [1] est fondé sur l'empilement des dislocations sur un obstacle (fig. 1.1 *a*); celui de Cottrell [2] fait intervenir une réaction aboutissant à la formation d'une dislocation « de fissure » [100] dans le plan (100) (fig. 1.1 *b*). Stroh [11] a fait le calcul précis du modèle de Zener; Chou et al [12] ont proposé une méthode d'analyse de celui de Cottrell.

Cependant ces deux modèles, qui supposent la création d'une microfissure à partir des dislocations de glissement n'ont pas encore été vérifiés entièrement par l'expérience. De plus, quelques points sont critiquables; ainsi, dans un monocristal, il est difficile d'appliquer le modèle de Zener, car il n'y a pas de joints de grains pour jouer le rôle de barrière.

* Cette étude a été réalisée avec le concours de la Direction des Recherches et Moyens d'Essais du Ministère des Armées (D.R.M.E.).

** Adresse actuelle : Sumitomo Metal Industries, Ltd, Central Research Laboratories, N° 3 1-Chrome, Nishinagasu Hondori, Amagasaki (Japon).

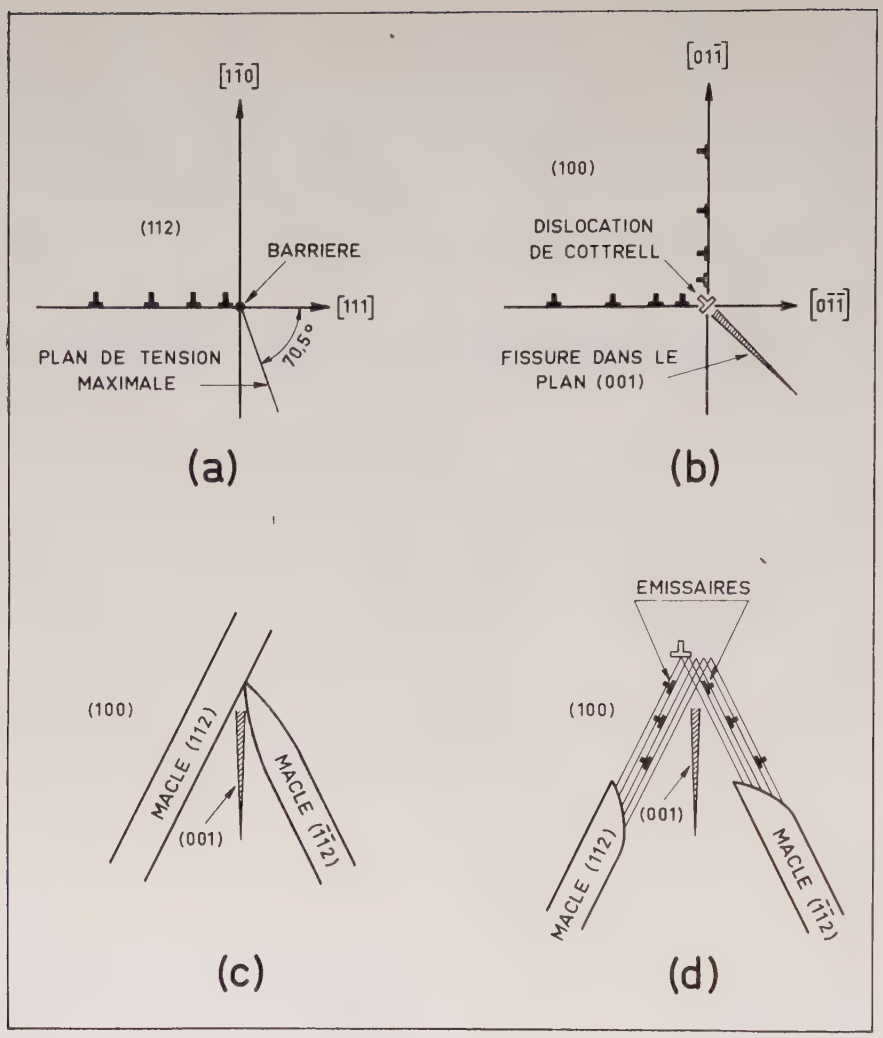


FIG. 1.1.

Différents modèles d'amorçage d'une fissure par clivage.

a) Modèle de Zener-Stroh. *c*) Modèle de Honda.
b) Modèle de Cottrell-Chou. *d*) Modèle de Sleeswyk.

comme dans un polycristal. Stroh [13] a pensé que les impuretés pourraient provoquer l'empilement des dislocations de glissement à la suite de leur ancrage par les atomes d'impuretés. Orowan [14] de son côté a proposé que les sous-joints jouent le rôle de barrière. Mais, en pratique, les hypothèses précédentes n'ont pas encore pu être vérifiées, alors que le modèle de Cottrell semble confirmé par des observations de l'origine des fissures [8, 15]. Ainsi, dans le cas de MgO, on a photographié la formation de fissures au point de croisement de deux lignes de glissement comme l'indique le modèle de Cottrell [16]. Cependant, Stroh [17] a insisté sur le fait que la dislocation [100] créée par la réaction de Cottrell est trop instable pour jouer le rôle de barrière dans l'empilement des dislocations.

Dans la discussion de leurs résultats expérimentaux, Biggs et al. [18] ont conclu que les macles mécaniques formées pendant la traction avant le glissement jouent le rôle de barrière. Cependant, dans le cas du fer pur, Sleeswyk [9] a pensé que la rupture fragile n'est pas due à l'empilement des dislocations: dans ce cas les glissements sont facilement déviés, et les empilements de dislocations sont beaucoup trop rares pour expliquer la fréquence des microfissures.

D'un autre côté, depuis les travaux de Barrett et al. [19], on attache un rôle important

aux macles mécaniques pour expliquer la rupture par clivage. Ainsi, la rupture par clivage peut se produire dans le plan {100} au croisement de deux macles [8, 20]. Honda [8] considère que la formation des fissures est causée par la concentration des contraintes en bout de macle, résultant de l'empilement des dislocations de macles (fig. 1.1 *c*). Hull [7] pense que, au point de croisement de deux macles, la contrainte de cisaillement des macles est suffisante pour créer la fissure.

Sleeswyk [9] a également proposé un mécanisme de rupture par clivage en relation avec les macles mécaniques. D'après lui, comme on peut le voir sur la figure 1.1 *d*, une dislocation [100] du type Cottrell peut être obtenue par la réaction des dislocations émissaires situées sur deux plans de macle différents; ces dernières sont elles-mêmes issues de la décomposition des dislocations de macles. Ce modèle, comme celui de Cottrell, permet d'expliquer certains résultats expérimentaux. D'autre part, Priestner [10] a interprété ses résultats expérimentaux en disant que les macles mécaniques ne contribuent pas à la formation des microfissures, mais seulement à leur propagation.

Comme on a pu le voir, le problème de la rupture par clivage n'est pas encore résolu. Ceci est essentiellement dû au fait qu'aucune étude systématique n'a été effectuée jusqu'à présent à l'aide de monocristaux et de matériaux purs. C'est ce qui nous a amené à reprendre l'étude de ce problème en utilisant des monocristaux de fer pur.

1.2. — RÉSUMÉ DES RÉSULTATS D'ESSAIS ANTÉRIEURS [21]

Nous avons fait des essais de traction à la température de 77 °K, en utilisant deux sortes de monocristaux : un monocristal de fer électrolytique refondu sous vide (monocristal Y) dont la surface est parallèle au plan (100), et des monocristaux de fer pur industriel dont la surface est parallèle à un plan $(0\bar{1}1)$ (monocristaux A1 et A2). Les axes de traction ont été choisis selon [001] et [011] pour le monocristal Y et selon [001], [011] et $[\bar{1}11]$ pour les monocristaux A.

1.2.1. - Courbes charge-allongement

Dans le cas du monocristal Y, les courbes de traction obtenues avec les éprouvettes dont l'axe est parallèle à [001], d'une part, et à [011], d'autre part, présentent les différences suivantes :

a) L'éprouvette étirée dans la direction [001] se rompt par clivage, tandis que, dans le cas de la traction faite dans la direction [011], la rupture est ductile.

b) L'allongement à la rupture est considérable pour l'éprouvette étirée dans la direction [011], tandis que, si la direction de traction est parallèle à [001], les éprouvettes se rompent juste après la formation des macles.

c) La valeur de la contrainte de maclage est beaucoup plus élevée pour l'éprouvette étirée dans la direction [011] que pour celle étirée dans la direction [001].

Ce dernier point peut être expliqué de la façon suivante : dans le cas d'une traction dans la direction [011], les macles qui correspondent aux cissions maximales ne peuvent pas se former, car la cission correspondant à ces maclages est négative dans les conditions de l'essai de traction. Les macles qui se forment appartiennent à quatre autres systèmes pour lesquels la cission critique est comparable à celle obtenue dans les éprouvettes étirées dans la direction [001].

Dans le cas des monocristaux A et pour les tractions faites dans les directions [001] et [011], les caractères des courbes charge-allongement sont à peu près les mêmes que pour le monocristal Y. Dans le cas de la traction dans la direction $[\bar{1}11]$, la striction commmence tout de suite après le décrochement, et l'éprouvette se casse par clivage.

Nous avons déterminé dans les divers cas la cission critique de maclage et de glissement * (calculée à partir de la limite élastique supérieure), et nous pouvons dire que, aux erreurs expérimentales près, ces deux grandeurs ne dépendent pas de l'orientation cristallographique de l'axe de traction, et qu'à la température de 77 °K, la cission critique de glissement est beaucoup plus élevée que la cission critique de maclage.

1.2.2. - Mode de rupture

Lorsque l'effort de traction est appliqué dans la direction [001], les éprouvettes se rompent par clivage. La rupture se produit toujours dans la région où sont localisées les macles et suivant le plan (001).

---

* Cf. paragraphe 3.1.2 pour la détermination des plans de glissement.

Dans ces éprouvettes on peut observer deux types d'intersections de macles qui sont respectivement parallèles aux directions <110> et <210>. Dans le premier cas, on remarque d'une manière très générale des lignes de glissement suivant des plans {110} : c'est par ces glissements que la concentration des contraintes au croisement des macles a pu se relâcher.

D'après le travail de Honda [8], nous pouvons admettre que, dans le cas des intersections du type <110>, les deux macles ne peuvent pas se croiser, car la traversée d'une région maclée par une autre macle nécessiterait l'inversion du sens de propagation de la macle incidente. Par contre, dans le cas de l'intersection du type <210>, la macle incidente peut se propager dans la zone maclée qu'elle doit traverser.

Comme la déformation par glissement est très peu importante dans les éprouvettes étirées dans la direction [001], surtout pour les monocristaux Y, il nous semble que la rupture par clivage doit être causée par la concentration des contraintes, qui se produit aux intersections de macles parallèles à la direction <110>.

D'autre part, les éprouvettes étirées dans la direction [110] se rompent d'une façon ductile, mais on peut observer des fissures par clivage parallèles à l'axe de traction. Ces fissures longitudinales se trouvent toujours dans le plan (100), et sont donc parallèles à la surface de l'éprouvette dans le cas du monocristal Y et normales à celle-ci dans le cas du monocristal A.

Cependant, il faut noter à cette occasion le fait suivant : nous avons fait des essais préliminaires sur des éprouvettes écrouies superficiellement (n'ayant pas subi le traitement thermique destiné à éliminer les déformations dues à l'usinage et au polissage); nous avons alors observé les mêmes courbes charge-allongement et les mêmes fissures que dans les éprouvettes ayant subi ce traitement thermique; les éprouvettes non traitées se différencient seulement par l'absence de macles. On peut donc admettre que des fissures de clivage longitudinales peuvent se former même dans une éprouvette déformée uniquement par glissement. De plus, dans toutes les éprouvettes, ces fissures longitudinales apparaissent seulement lorsque la striction a commencé. La figure 1.2 représente ces fissures longitudinales.

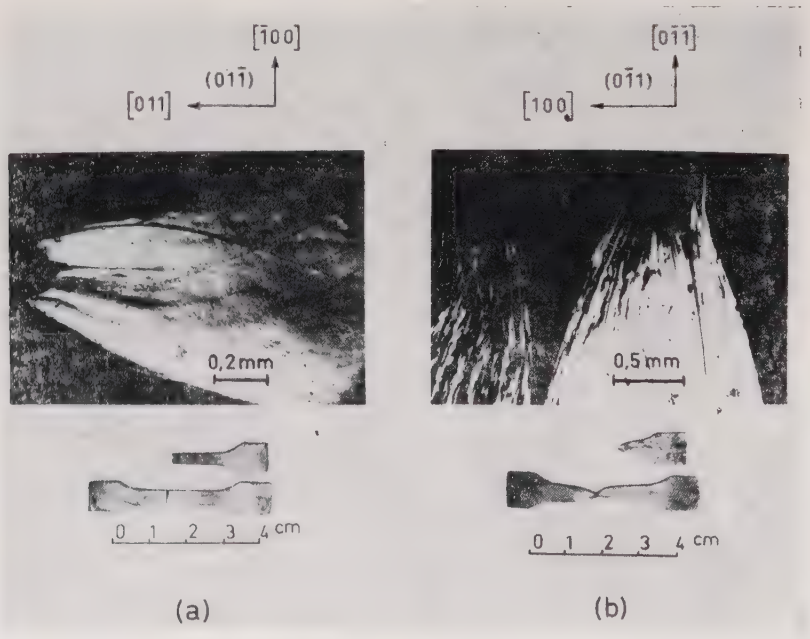


Fig. 1.2.

Fissures longitudinales observées dans des éprouvettes étirées dans la direction [011] à 77 °K.

a) Monocristal Y.

b) Monocristal A : éprouvette écrouie superficiellement. La rupture a lieu après déformation par glissement sans qu'il y ait formation de macles mécaniques.

Dans le cas de la traction dans la direction [$\bar{1}11$], la rupture a lieu après une striction considérable, et l'amorçage de la rupture a lieu au voisinage de la ligne de striction. Dans ce cas, la surface de rupture se compose de deux au moins des trois plans {100}.

1.2.3. - Interprétation des résultats, discussion des divers modèles d'amorçage de la rupture par clivage

Pour comparer les divers modèles de la rupture par clivage et voir comment ils permettent d'interpréter l'influence de l'orientation cristallographique, nous avons d'abord évalué la contrainte en avant du front de croissance d'une macle. Dans ce calcul, nous avons considéré l'empilement des dislocations de macle et supposé que chacune d'elles est indépendante des autres. On peut montrer ainsi que pour certaines configurations de ces dislocations, la contrainte en tête de macle est suffisante pour amorcer la rupture par clivage et que les plans de fissure possibles sont les suivants : (001) lorsque l'axe de l'éprouvette est parallèle à [001], (001) et (010) lorsque cet axe est parallèle à [011], et les trois plans {100} lorsqu'il est parallèle à [111].

Abordons maintenant la discussion des mécanismes de la rupture. Dans le cas d'une traction dans la direction [001], les divers modèles, même s'ils ne prédisent pas tous le même plan de germination des fissures, s'accordent sur un point : la propagation des fissures ne peut se faire que dans le plan (001). Sur ce point, nos observations expérimentales sont donc compatibles avec tous les modèles considérés.

Par contre, parmi ces modèles, seuls ceux de Cottrell et de Sleeswyk permettent d'expliquer les résultats relatifs aux éprouvettes étirées dans la direction [011].

Dans le cas de ces éprouvettes, si l'on considère, par exemple, le modèle de Cottrell, deux vecteurs de Burgers seulement interviennent : de ce fait, la seule dislocation de Cottrell que l'on peut avoir est la dislocation a [100] contenue dans le plan (100). Par conséquent, la fissure due à cette dislocation-coin se trouve dans le plan (100) et est parallèle à l'axe de traction. La rupture par clivage ne peut donc pas se propager avant la striction. Dans le cas de la réaction entre émissaires, l'orientation cristallographique du plan de fissuration est semblable à celle prédite par Cottrell.

D'autre part, le modèle de Stroh ne peut pas expliquer nos résultats expérimentaux : en effet, dans ce modèle, la contrainte causée par l'empilement des dislocations provoquerait une fissure dans n'importe lequel des trois plans {100}.

Enfin, dans le cas du modèle de la concentration des contraintes en bout de macle, les résultats du calcul ne sont pas compatibles avec les résultats expérimentaux.

Examinons maintenant le cas d'une traction dans la direction [$\bar{1}11$]. On ne peut pas appliquer directement le modèle de Cottrell, car il n'est pas possible de créer une dislocation-coin a [100] par réaction entre deux dislocations situées dans des plans différents. D'autre part, le modèle de Sleeswyk, le modèle de Zener-Stroh, et celui de la concentration des contraintes en bout de macle peuvent prédire la fissuration dans n'importe lequel des trois plans {100}.

Cependant, l'interprétation des résultats expérimentaux n'est pas simple; en effet, l'amorçage de la rupture par clivage semble lié au phénomène de striction, le point d'amorçage de la rupture étant en général situé au voisinage de la ligne de striction.

Tableau 1.1

Plans de rupture			
Modèle	Direction de traction		
	[001]	[011]	[$\bar{1}11$]
Zener	(001)	(010) (001)	(100) (010) (001)
Honda	(001)	(010) (001)	(100) (010) (001)
Cottrell	(001)	(100)	*
Sleeswyk	(001)	(100)	(100) (010) (001)
Plan observé	(001)	(100)	(100) (010) (001)

* La réaction de Cottrell ne peut se produire.

Les résultats de cette discussion sont résumés dans le tableau 1.1. On peut conclure que :

— Pour l'éprouvette étirée dans la direction [001], le maclage joue un rôle important dans l'amorçage de la rupture.

— Dans le cas de la traction dans la direction [011], les résultats expérimentaux nous montrent que la réaction des dislocations du type Cottrell joue un rôle essentiel dans l'amorçage de la fissure.

— Enfin, dans le cas de la traction parallèle à l'axe [$\bar{1}$11], nos conditions expérimentales ne permettent pas de déterminer les mécanismes qui interviennent effectivement, et de différencier les divers modèles.

1.3. — BUT DE L'ÉTUDE ET PLAN D'ESSAIS

Comme nous venons de le voir, le mécanisme de la rupture par clivage n'est pas encore parfaitement compris. Cependant, nous pouvons dire que l'amorçage de la fissure de clivage est toujours précédé par une certaine déformation plastique par maclage ou par glissement. Les rôles respectifs du maclage et du glissement dans l'amorçage de la rupture dépendent des conditions expérimentales : température d'essai et orientation cristallographique de l'axe de traction. Afin de préciser ce rôle et d'examiner certains aspets mal expliqués par les modèles actuels, nous chercherons dans notre étude à répondre aux questions suivantes :

a) Lorsque l'effort de traction est dirigé selon [001], quel est le mécanisme effectivement responsable de la rupture par clivage ? Nous avons, en effet, vu que tous les modèles sont compatibles avec les résultats expérimentaux à 77 °K; cependant les modèles qui font intervenir le maclage, surtout ceux de Honda et Sleeswyk, semblent particulièrement importants dans ce cas.

D'un autre côté, le mécanisme d'amorçage de la rupture dépend-il de la température d'essai ? Peut-on, par exemple, obtenir dans certaines conditions une rupture par clivage en l'absence de macles ?

b) Dans le cas où l'effort de traction est appliqué dans la direction [011], le maclage a-t-il une influence sur l'amorçage de la rupture ? Nous avons en effet observé des fissures de clivage longitudinales, que le modèle de Cottrell permet d'expliquer, et qui sont présentes aussi bien si l'éprouvette contient des macles que si elle n'en contient pas. Quel est alors le rôle joué par les macles ? De plus, la rupture se produit-elle sur le mode ductile à température plus basse (<77 °K) ?

c) De quelle manière la rupture a-t-elle lieu pour d'autres orientations de la direction de traction, faisant, par exemple, intervenir plusieurs systèmes de maclage différents ?

d) Pour l'interprétation des résultats et la discussion du mécanisme de rupture, il est également nécessaire de connaître les cissions critiques de maclage et de glissement, et leur variation avec la température. Les valeurs de ces cissions critiques dépendent-elles de l'orientation cristallographique ? D'un autre côté, peut-on définir une contrainte de rupture, et quelle signification convient-il de lui donner ?

e) En ce qui concerne le modèle de Cottrell-Chou, que faut-il penser des critiques de Stroh sur la stabilité des barrières de Cottrell ? Bien que ce modèle semble avoir été confirmé par l'expérience, y a-t-il lieu de le modifier, afin de tenir compte de ces critiques et de quelle manière ?

f) Parmi les différents modèles d'amorçage de la rupture par les macles, quel est celui qui intervient effectivement dans la plupart des cas ?

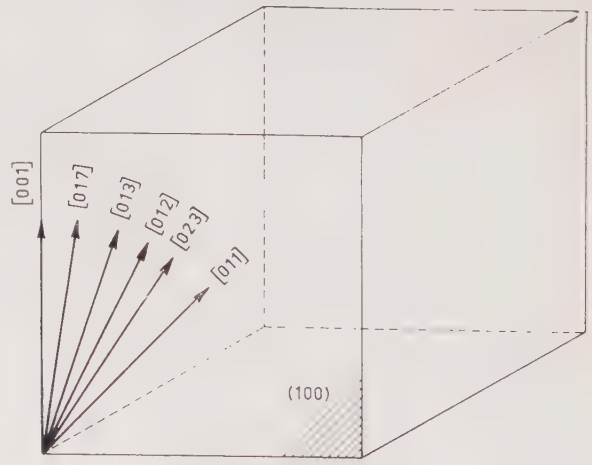
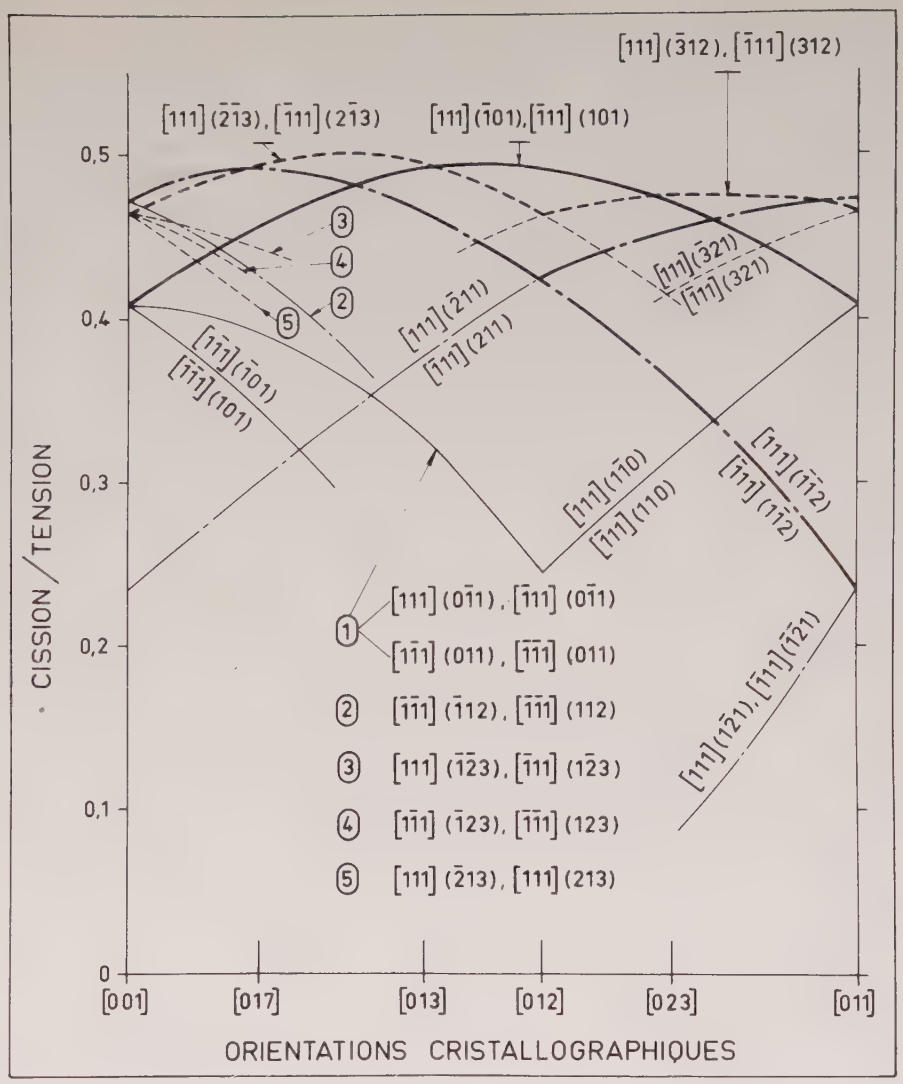


Fig. 1.3.
Orientations choisies pour l'axe des éprouvettes de traction utilisées dans cette étude.



Variation de la cission dans certains plans de glissement et dans la direction de glissement, en fonction de la contrainte appliquée et de l'orientation cristallographique de la direction de traction.

FIG. 1.4.

Pour la conduite de nos essais, nous avons donc adopté le programme suivant :

— Des essais de traction sont effectués à des températures comprises entre la température ambiante et la température de l'hydrogène liquide (intervalles de 50 °K environ).

Les éprouvettes ont toutes leur surface parallèle au plan (100), et leurs axes ont des orientations comprises entre [001] et [011] (intervalles de 10° environ) : ces orientations sont représentées sur la figure 1.3.

Les raisons de ce choix sont les suivantes :

1) Il faut faire varier l'axe de traction d'une façon continue, afin de déterminer la variation des propriétés mécaniques en fonction de l'orientation cristallographique, car les systèmes de maclage et de glissement varient d'une façon continue en fonction de cette orientation.

2) Lorsque l'on passe de l'orientation [001] à [011], l'importance relative de la cission dans les plans de glissement et dans les plans de macle varie dans de grandes proportions. Les figures 1.4 et 1.5 montrent comment varie la composante de cisaillement de l'effort de traction dans les différents plans de glissement et de macle en fonction de l'orientation cristallographique de l'axe de traction.

3) La contrainte normale aux plans de rupture {100} varie de façon régulière entre ces deux orientations extrêmes.

Pour obtenir les éprouvettes monocristallines ayant les axes de traction indiqués plus haut, nous avons cherché les conditions de la préparation de grandes tôles monocristallines dont la surface est parallèle à un plan (100).

Nous avons décrit la méthode de fabrication des monocristaux dans le chapitre II où nous avons également indiqué la manière dont les éprouvettes sont préparées ainsi que la méthode d'utilisation de figures d'attaque. Le chapitre III est consacré aux résultats expérimentaux. Dans le chapitre IV, nous avons analysé ces résultats et cherché à les interpréter. Enfin la conclusion de cette étude est présentée dans le chapitre V.

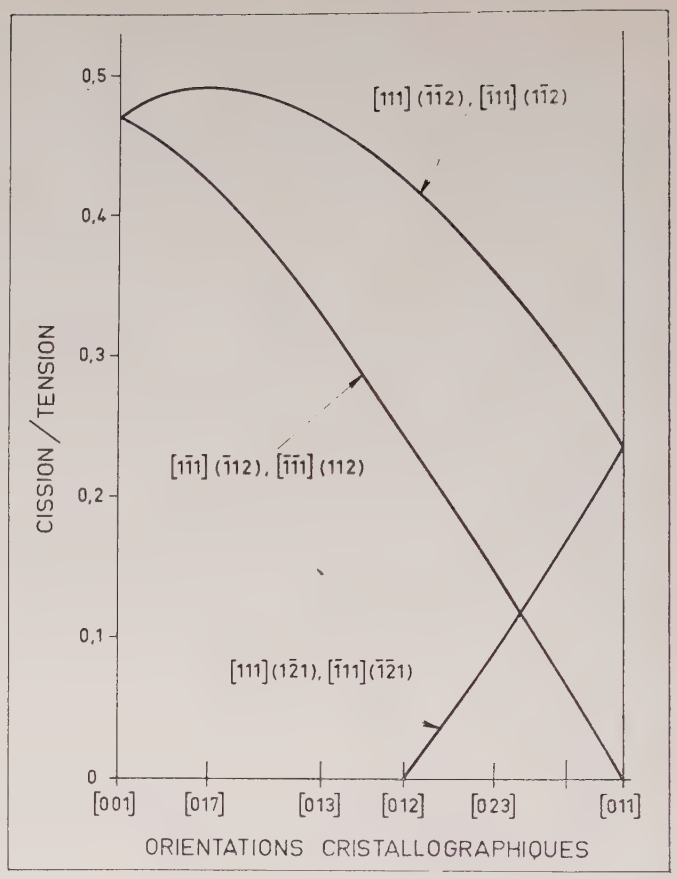


Fig. 1.5.

Variation de la cission relative à divers systèmes de maclage en fonction de l'orientation cristallographique de la direction de traction.

CHAPITRE II

Méthode expérimentale

2.1. — FABRICATION DES MONOCRISTAUX

Bien qu'il existe plusieurs méthodes de fabrication de monocristaux, seule la méthode par « écrouissage et recuit » permet d'obtenir de façon commode des monocristaux de fer α pur; elle a, de plus, l'avantage de fournir des cristaux d'orientation prédéterminée.

Jusqu'à présent, plusieurs études relatives à cette méthode de préparation et à son application au cas du fer pur ont été publiées [23, 24], cependant, la fabrication de gros monocristaux reste une opération très délicate. Il est nécessaire de procéder à une mise au point particulière pour chaque matériau, une très légère variation de la teneur en impureté ayant une influence très importante sur les détails du mode opératoire.

Nous avons utilisé du fer électrolytique refondu sous vide à l'I.R.S.I.D., dont la composition chimique est indiquée dans le tableau 2.1.

Tableau 2.1

Composition chimique initiale du fer utilisé (% en poids)

C	O_2	Si	Mn	Cu	Ni	Co	Al	Cr	As
0,011	0,0022	0,02	0,001	0,002	<0,003	<0,01	0,005	—	—

Les échantillons ont d'abord été forgés à chaud, puis laminés à la température ambiante jusqu'à une épaisseur de 1 mm. Nous avons fait varier le pourcentage de laminage à froid entre 75 % et 96 % pour déterminer les meilleures conditions. Après le laminage, les échantillons ont subi un traitement thermique de recuit. Différentes températures de recuit, comprises entre 800 °C et 860 °C, ont été essayées. A l'issue de ce traitement destiné à donner aux éprouvettes une texture initiale favorable, les tôles subissent un écrouissage par traction de 2,5 % environ (écrouissage critique).

L'influence du laminage à froid et des traitements thermiques sur la croissance des grains fera l'objet d'une publication ultérieure [22]. Nous nous contenterons donc d'indiquer, dans ce chapitre, les conditions précises qui permettent de préparer, avec le plus de chances de réussite, des tôles monocristallines, dont la surface correspond à un plan (100). Nous sommes partis d'un barreau forgé, de section rectangulaire et de 23 mm d'épaisseur. Il a été laminé à froid dans le sens longitudinal jusqu'à une épaisseur de 4 mm, puis dans le sens transversal jusqu'à une épaisseur de 1 mm. La tôle obtenue est

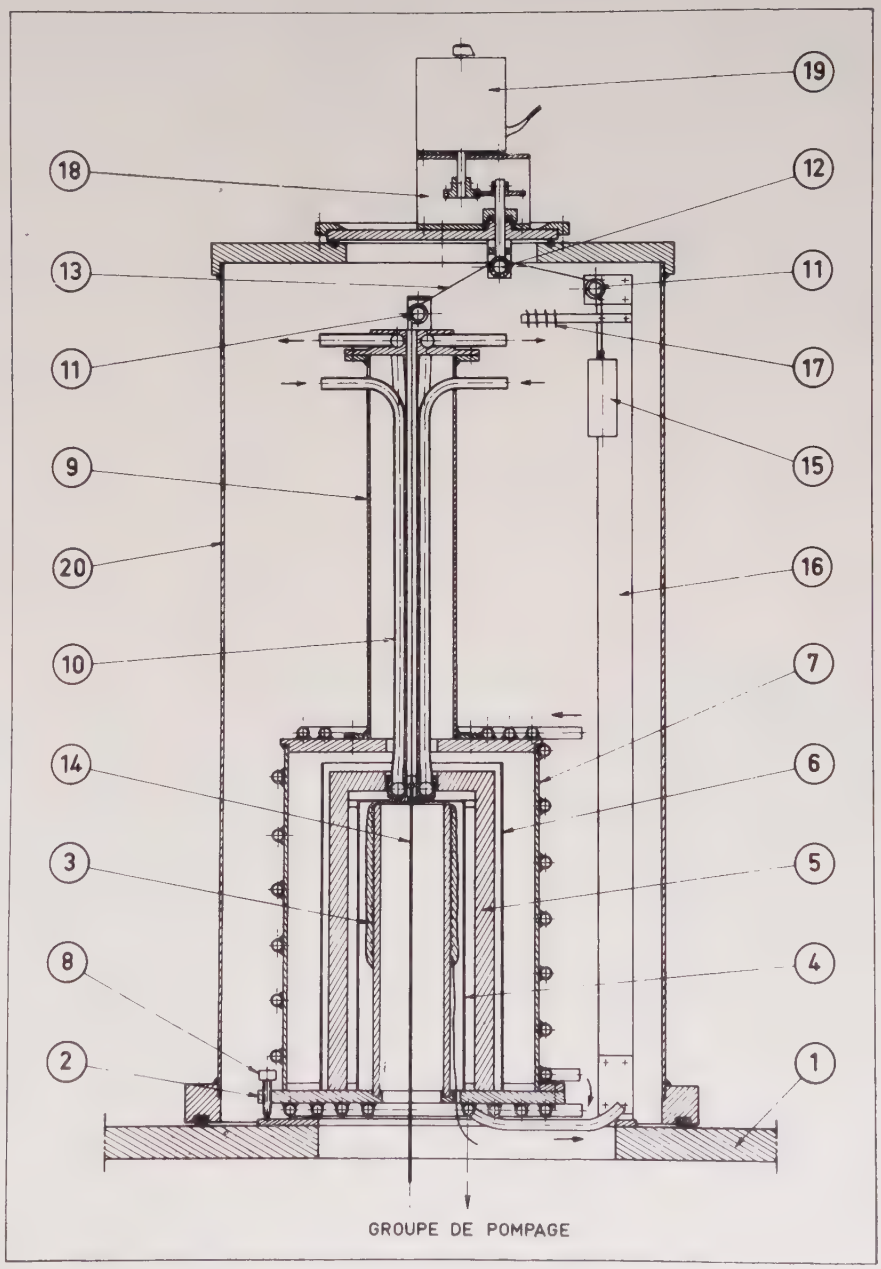


FIG. 2.1.

Représentation schématique du four à gradient.

1. Socle.
2. Support de four.
3. Enroulement du four.
4. Tube de tantale.
5. Tube d'alumine.
6. Tube d'acier inoxydable.
7. Carcasse du four.
8. Vis calantes.
9. Partie haute du refroidisseur.
10. Circulation d'eau.
11. Poulies de renvoi.
12. Poulie de commande.
13. Fil de maintien.
14. Eprouvette.
15. Contrepoids.
16. Support du thermocouple.
17. Thermocouple.
18. Boîte de vitesses.
19. Moteur-réducteur.
20. Cloche à vide.

traitée pendant 45 minutes à 830 °C, et des éprouvettes rectangulaires de 35 × 350 mm y sont découpées. Après écrouissage, nous avons amorcé la recristallisation de ces éprouvettes en introduisant l'extrémité de la tôle dans un four à gradient. Parmi les grains recristallisés, un cristal dont la surface est sensiblement parallèle au plan (100) est choisi comme germe, et isolé par découpage du reste de la partie recristallisée de la tôle. Ce germe, qui est alors relié à l'éprouvette par une étroite languette de métal, est réorienté par torsion et flexion de cette languette, si bien que son plan (100) est amené exactement dans le plan de la partie non recristallisée de la tôle. Le recuit de recristallisation est alors effectué sous vide, dans un four à gradient, dans lequel le germe pénètre d'abord et dans lequel l'éprouvette passe à la vitesse de 8 mm par heure. Ce four est représenté schématiquement sur la figure 2.1. La courbe de répartition des températures le long de son axe est reproduite sur la figure 2.2 : lorsque la zone chaude du four est à 880 °C, le gradient de température au voisinage de 750 °C est de 200 °C/cm. L'ensemble est placé dans un vide dynamique de l'ordre de 10^{-5} mm de mercure. La vitesse de passage de l'éprouvette dans le four est variable. Ce dispositif permet au germe réorienté de croître et d'envahir toute l'éprouvette, si bien que l'on peut obtenir des monocristaux de 35 × 250 mm, dont la surface est orientée selon (100) à ± 3° près.

2.2. — PRÉPARATION DES ÉPROUVETTES

Pour nous rendre compte de l'importance des déformations causées par les opérations mécaniques successives, nous avons effectué, sur un monocristal, diverses opérations usuelles en utilisant une scie d'horloger, une lime, du papier à poncer, etc. Les couches superficielles écrouies ont ensuite été dissoutes progressivement par polissage chimique et la déformation résiduelle a été mesurée par diffraction des rayons X. Après chaque polissage, la structure a également été étudiée à l'aide de figures d'attaque des dislocations. Nous avons ainsi trouvé que la préparation des éprouvettes entraînait la formation d'une couche écrouie de 50 microns d'épaisseur environ. Un traitement thermique de trois heures à 850 °C, après polissage, permet toutefois d'éliminer toute trace de déformation résiduelle.

Nous avons alors découpé les éprouvettes de traction à la scie d'horloger dans la tôle monocristalline, qui était maintenue dans un gabarit : on obtient ainsi directement des éprouvettes de la forme voulue sans risque de

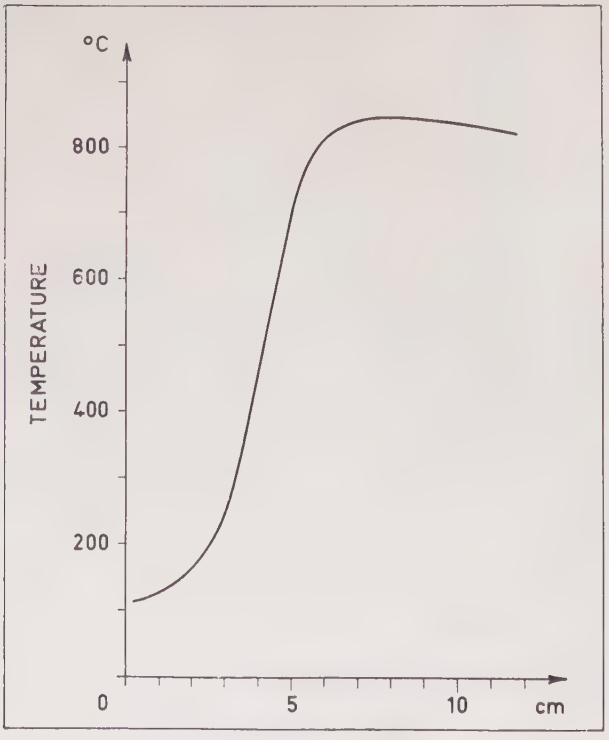


Fig. 2.2.

Courbe de variation de la température le long de l'axe du four à gradient.

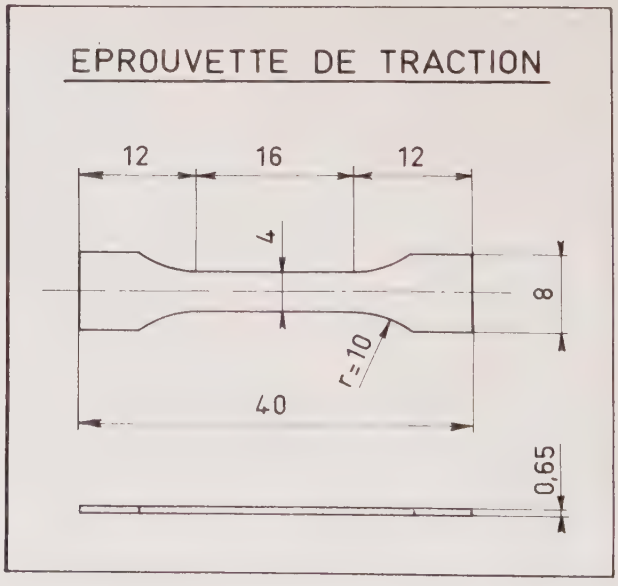


Fig. 2.3.

Forme et dimensions des éprouvettes de traction.

déformation. Les champs ont ensuite été rectifiés à la lime d'horloger. Après un polissage au papier potée, les éprouvettes ont été polies chimiquement. Ceci a pour effet de supprimer la couche superficielle de 50 microns. La composition du bain de polissage chimique est la suivante :

H_2O_2 (30 %)	85 ml.
H_2O	12 ml.
H F (40 %)	3 ml.

Les cotes de l'éprouvette sont indiquées sur le dessin de la figure 2.3. Après usinage et polissage, les éprouvettes subissent un traitement à 850 °C, pendant 48 heures, sous hydrogène destiné à éliminer les déformations résiduelles et aussi à décarburer le fer.

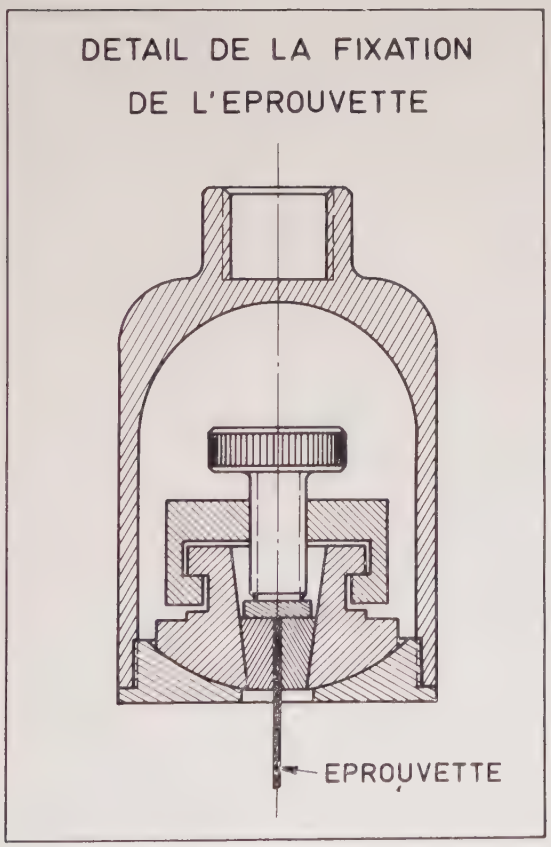


FIG. 2.4.

Mordaches utilisées pour le montage des éprouvettes sur la machine de traction (système Takeuchi).

2.3. — ESSAIS DE TRACTION

Comme nous l'avons indiqué dans le paragraphe 1.3, les axes de traction ont été choisis parallèlement aux directions [001], [017], [013], [012], [023] et [011]. Les températures d'essai sont les suivantes : 296 °K (température ambiante), 227 °K, 177 °K, 77 °K (azote liquide) et 20 °K (hydrogène liquide). Aux températures de 227 °K et 177 °K, nous avons utilisé de l'alcool éthylique pur, refroidi par une circulation d'azote liquide et, à 127 K°, de l'isopentane, refroidi de la même façon.

Nous avons utilisé une machine de traction construite par l'I.R.S.I.D., et équipée de capteurs inductifs pour la mesure des charges et des allongements. Les courbes de traction sont enregistrées directement sur papier grâce à un enregistreur XY. Les éprouvettes sont montées sur cette machine à l'aide de mordaches spéciales (système Takeuchi, fig. 2.4) et peuvent être immergées de façon commode dans un bain qu'une régulation électronique maintient à la température voulue (± 2 °K). Dans nos essais, nous avons utilisé une vitesse de déformation voisine de 2.10^{-4} par seconde.

2.4. — MÉTHODE D'OBSERVATION PAR FIGURES D'ATTAQUE

Les éprouvettes rompues ont été examinées par microscopie optique sans nouveau polissage. Cependant, pour observer certains détails de la structure, comme les sous-joints ou les dislocations émissaires, nous avons fait un nouveau polissage et révélé les structures de dislocations au moyen du réactif de Takeuchi [25], dont voici la composition :

$FeCl_3 — 6 H_2O$	20 g
Alcool éthylique	40 ml
H_2O	40 ml
$CuCl_2 — 2 H_2O$	quelques milligrammes.

Ce réactif n'attaque que les surfaces dont l'orientation est voisine de (100). Par conséquent, dans nos éprouvettes, une région maclée ou bien fortement déformée par glissement ne pourra être attaquée.

CHAPITRE III

Résultats expérimentaux

3.1. — PROPRIÉTÉS MÉCANIQUES DES MONOCRISTAUX DE FER PUR

3.1.1. - Courbes charge-allongement

A la température ambiante (296 °K), nous n'avons effectué d'essais de traction qu'avec des éprouvettes dont l'axe était parallèle à la direction [011] et une éprouvette orientée selon [013]. Dans ce dernier cas, l'essai a été interrompu après un allongement de 5 % de l'éprouvette, puis repris à la température de 20 °K, afin de voir l'influence d'une prédéformation à la température ambiante sur la déformation et la rupture à basse température. L'ensemble de ces résultats est montré sur la figure 3.1 où l'on remarque un léger phénomène de décrochement à la limite élastique. Le cas de l'essai à 20 °K sera discuté plus loin.

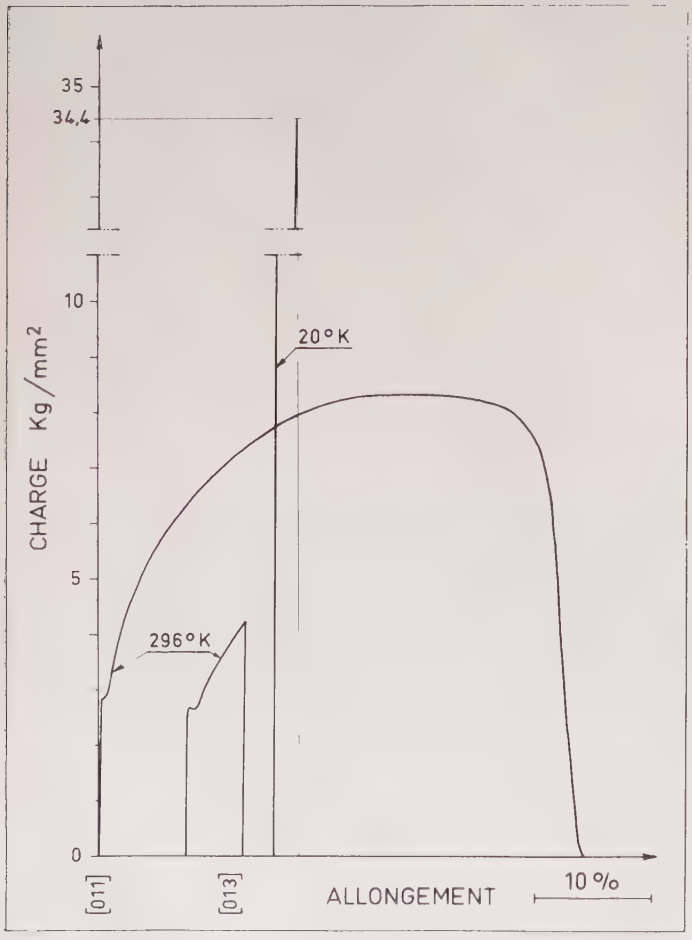


FIG. 3.1.

Courbes de traction obtenues à 296 °K. L'essai relatif à l'éprouvette orientée parallèlement à [011] a entièrement été effectué à 296 °K. L'éprouvette dont l'axe est parallèle à [013] a d'abord été déformée de 5 % à la température ambiante, puis rompue à 20 °K.

La figure 3.2 rassemble toute la série des courbes charge-allongement obtenues à la température de 227 °K, c'est-à-dire les tractions faites dans les directions [001], [017], [013], [012], [023] et [011]. Dans tous les cas, nous observons le phénomène de décrochement, qui est plus accentué que celui obtenu à la température ambiante. Dans le cas de la traction dans la direction [017], la courbe charge-allongement se situe légèrement au-dessus de celle que l'on aurait pu prévoir à partir des autres courbes de la série; cette différence est peut-être due à une erreur dans la mesure des dimensions de l'éprouvette, mais elle est sans importance pour la suite de l'étude.

Les résultats des essais de traction effectués à la température de 177 °K sont représentés sur la figure 3.3. Nous pouvons y observer que toutes les courbes présentent un décrochement au voisinage de la limite élastique. En comparant les résultats obtenus aux diverses températures, nous pouvons dire d'une manière générale que l'amplitude de ce décrochement, correspondant à la différence entre la limite élastique supérieure et la limite élastique inférieure, augmente lorsque la direction de traction se rapproche de [011] et que la température d'essai diminue. La courbe obtenue pour l'éprouvette étirée dans la direction [013] présente une petite anomalie dans sa dernière partie, due à la formation successive de deux zones de striction distinctes, dont une seule conduit à la rupture de l'éprouvette.

A la température de 127 °K, comme nous pouvons le voir sur la figure 3.4, les éprouvettes étirées dans les directions [013], [012], [023] et [011] se déforment uniquement par glissement, et se rompent d'une façon ductile. Au contraire, l'éprouvette étirée dans la direction [001] se déforme d'abord par maclage, ensuite par glissement, et elle casse par

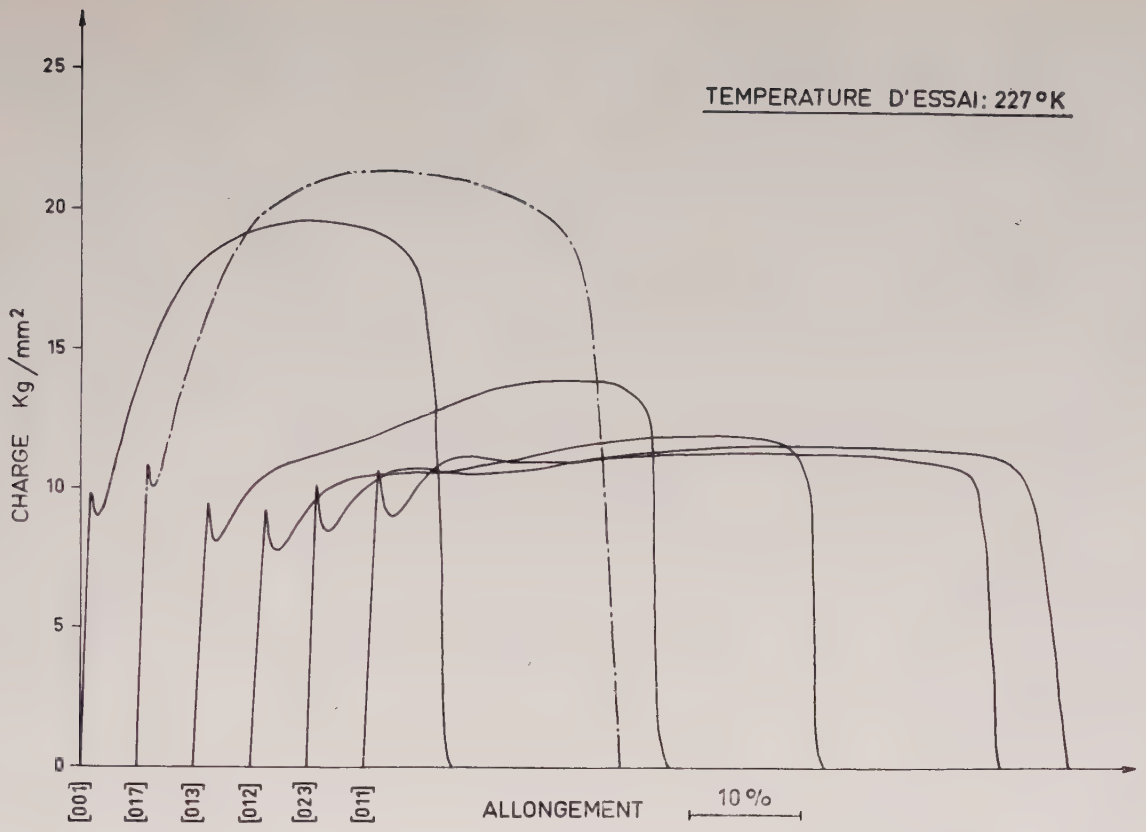


FIG. 3.2.

Courbes de traction obtenues lors des essais à 227 °K. La deuxième courbe ([017]) se situe légèrement au-dessus de celle qu'on aurait pu prévoir à partir des autres courbes de cette série : la valeur trop élevée des contraintes est peut-être due à une erreur dans les dimensions de cette éprouvette.

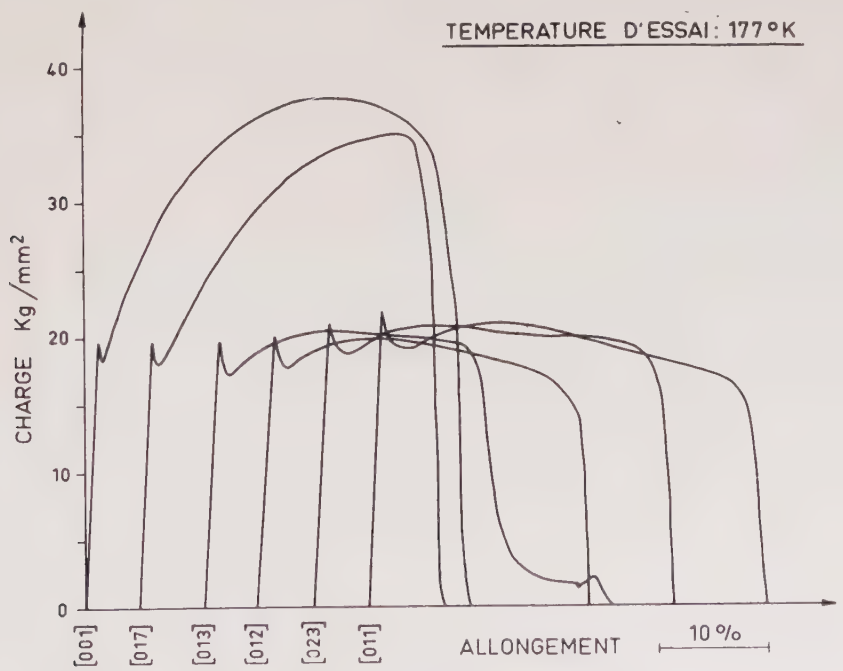


FIG. 3.3.

Courbes de traction obtenues lors des essais à 177 °K.

clivage. Dans le cas d'une traction dans la direction [017], nous pouvons observer le décrochement et la rupture ductile, cependant la déformation s'accompagne également d'une formation de macles.

La figure 3.5 nous montre les courbes charge-allongement obtenues à la température de 77 °K. Les éprouvettes étirées dans les directions [001], [017], [013] et [012] se déforment principalement par maclage, et se rompent par clivage. L'éprouvette étirée dans la direction [023] se déforme d'abord par glissement, puis par maclage. Après une striction locale assez forte, elle se rompt par clivage. Enfin, dans le cas d'une traction dans la direction [011], nous pouvons observer également la formation de macles pendant la déformation mais, dans ce cas, l'éprouvette se rompt de manière ductile.

Finalement, la figure 3.6 représente les résultats de tractions faites à la température de 20 °K. Dans ce cas, toutes les éprouvettes se déforment par maclage sans déformation par glissement, et donnent lieu à une rupture par clivage. A cette température, les éprouvettes sont très fragiles, et la formation des macles entraîne immédiatement la rupture par clivage, sauf dans le cas de la traction dans la direction [011] où l'on observe plusieurs maclages avant la rupture.

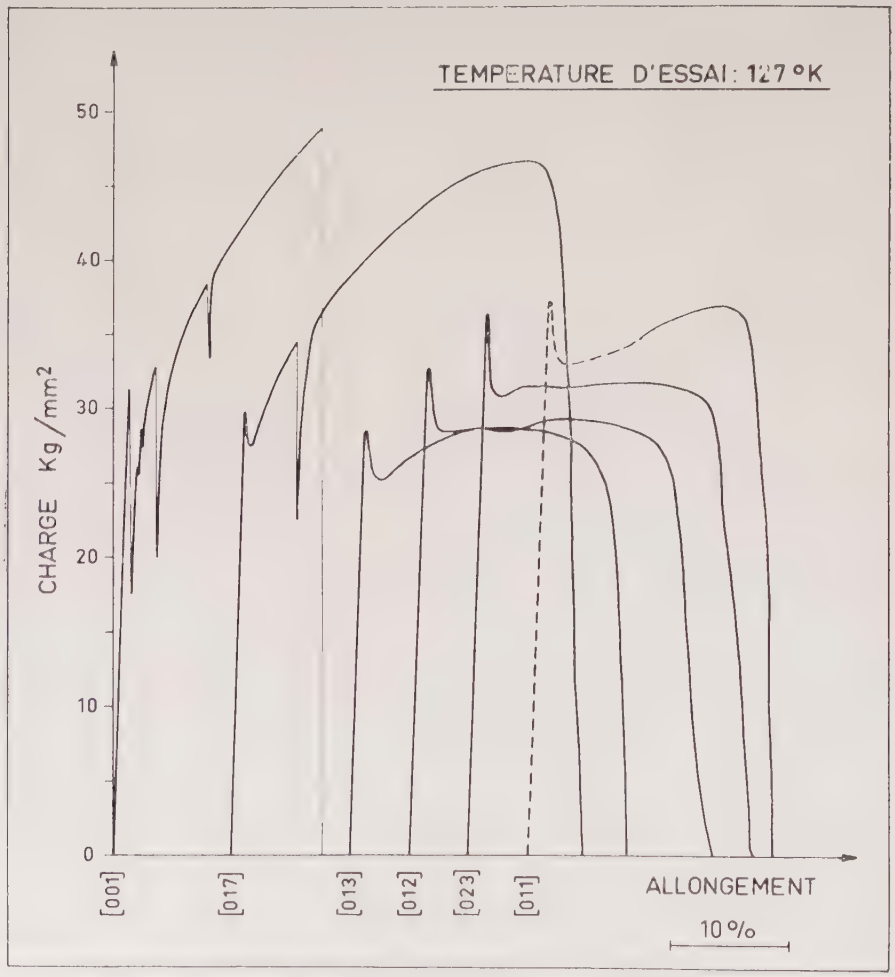


Fig. 3.4.

Courbes de traction obtenues lors des essais à 127 °K. Le début de la courbe relative à l'éprouvette étirée dans la direction [011] n'a pas pu être obtenu avec précision en raison d'un fonctionnement défectueux de l'enregistreur (courbe en pointillés).

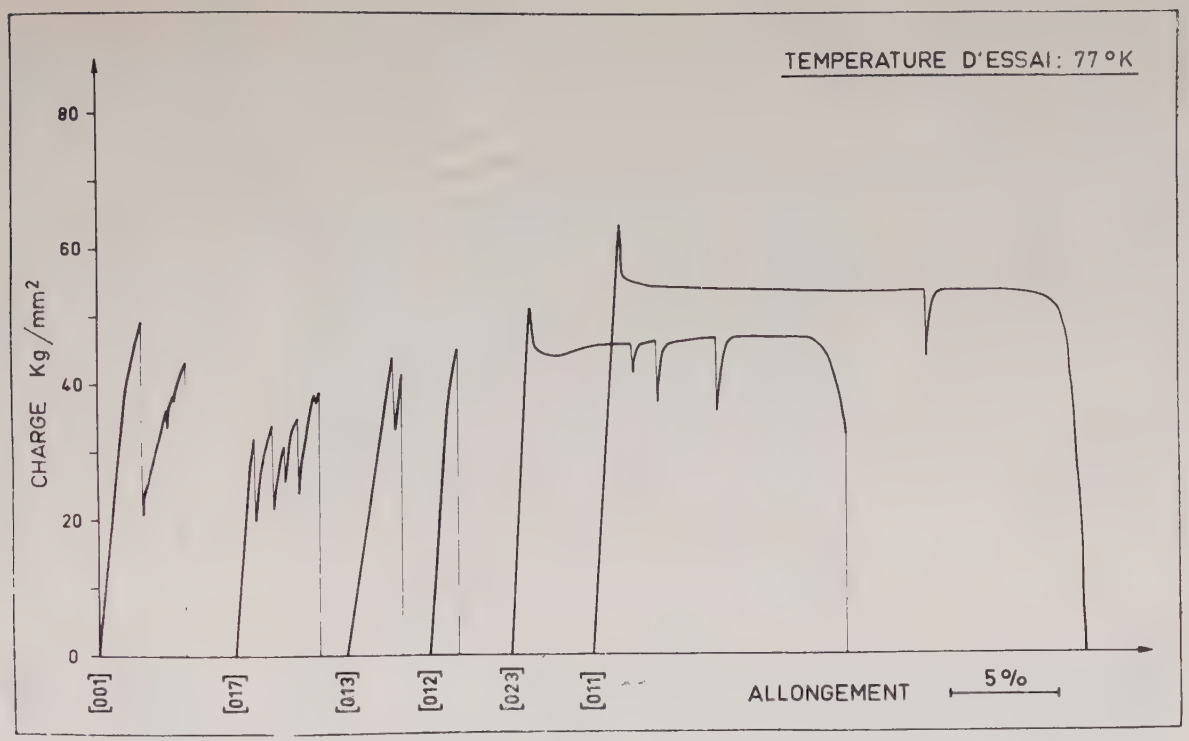


FIG. 3.5.
Courbes de traction obtenues lors des essais à 77 °K.

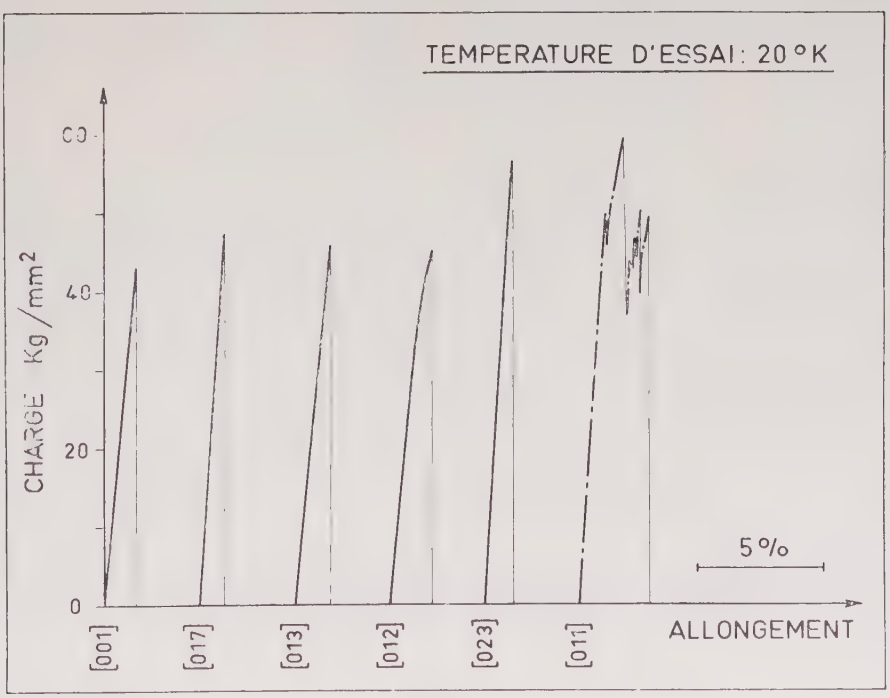


FIG. 3.6.

Courbes de traction obtenues lors des essais à 20 °K. Dans le cas de l'éprouvette étirée parallèlement à [012] on peut remarquer un léger infléchissement de la courbe (déformation plastique) avant le maclage et la rupture. Dans le cas des éprouvettes étirées parallèlement à [011], la courbe de traction est assez différente de celles obtenues pour les autres orientations : la cission critique de maclage paraît sensiblement plus faible et la rupture ne se produit qu'après plusieurs maclages successifs.

3.1.2. - Plans de glissement

A la suite des travaux de H.J. Gough (1928) et de C. S. Barett et coll. (1937), de nombreuses études ont montré que dans le fer α les plans de glissement possibles sont les plans {110}, {112} et {123}. Dans le cas des monocristaux utilisés ici, nous avons pourtant eu des difficultés à identifier avec certitude les plans de glissement actifs dans chaque cas. En effet, l'observation de la trace de ces plans sur la surface des éprouvettes n'est pas toujours suffisante, en particulier lorsque les lignes de glissement sont ondulées et mal résolues, ce qui est surtout le cas aux températures relativement élevées.

Cependant, lorsque nous observons les traces de glissement sur la surface *latérale* des éprouvettes, ces traces sont généralement plus nettes et plus droites que celles observées sur la surface; c'est ce que montre la figure 3.7.

Aux températures de 296 °K, 227 °K et 177 °K, les plans de glissement prédominants sont des plans du type {110} pour les éprouvettes étirées dans les directions [017], [013], [012] et [023]; alors que dans les éprouvettes étirées dans les directions [001] et [011], les lignes de glissement prédominantes correspondent plutôt à des plans du type {112}.

A la température de 127 °K, dans les éprouvettes étirées parallèlement à [017], [013],

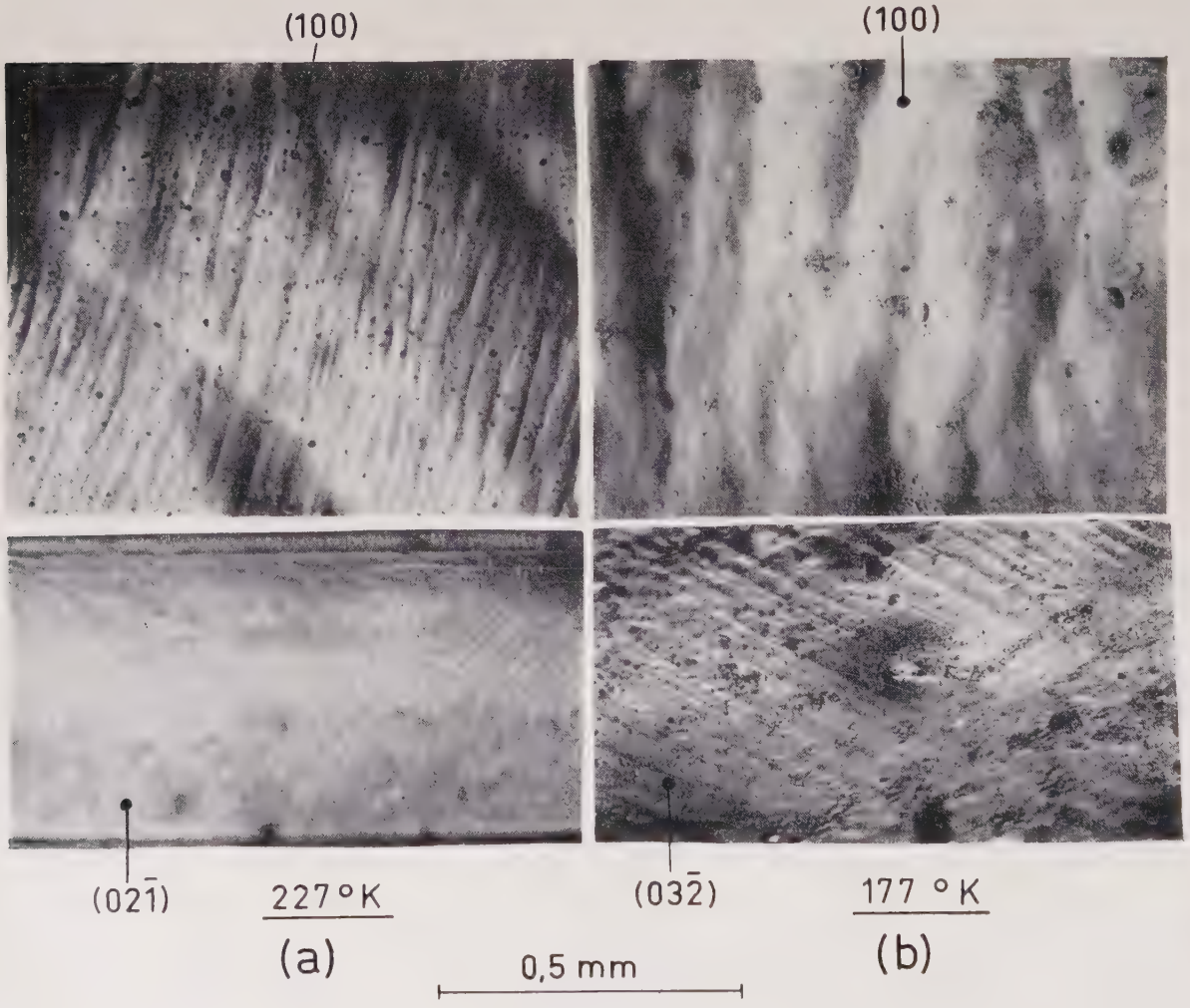


Fig. 3.7.

Les lignes de glissement à la surface de ces éprouvettes sont plus ondulées et moins nettes que sur la surface latérale.

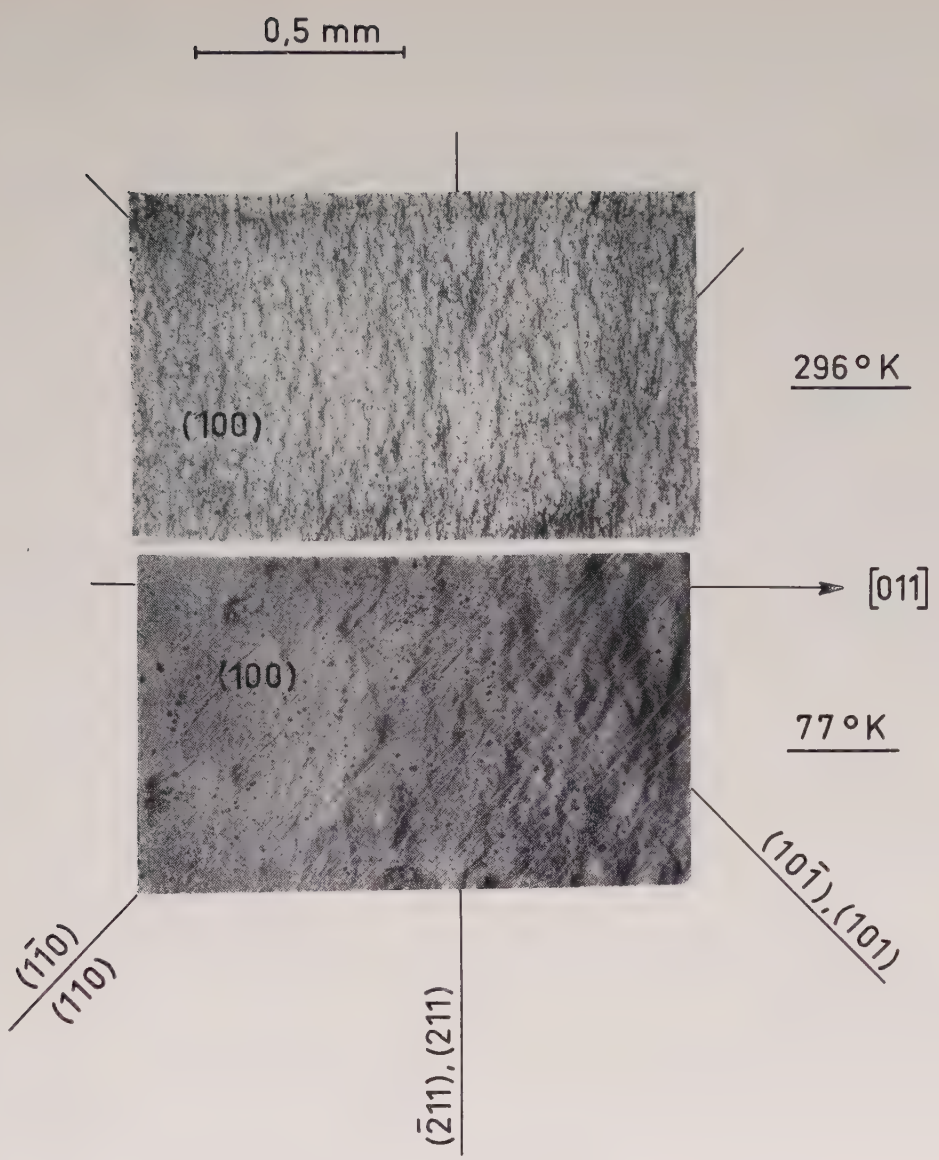


FIG. 3.8.

Eprouvette dont l'axe est parallèle à [011]. Evolution des lignes de glissement en fonction de la température.

296 °K : plans de glissement, assez mal définis, du type {112}.

77 °K : plans de glissement plus nets, du type {110}.

[012] et [023], les plans de glissement sont des plans du type {110}, comme ceux observés aux températures plus élevées; alors que dans le cas de la traction dans la direction [011], les traces correspondent à des glissements ondulés dont le plan moyen correspond à {112} et {110}.

A la température de 77 °K, toutes les éprouvettes ont des traces de glissement selon des plans {110}. La figure 3.8 montre quels sont les plans de glissement actifs aux différentes températures, dans une éprouvette étirée dans la direction [011].

Si l'on tient compte des courbes de la figure 1.4, les observations précédentes montrent que la cission critique pour le glissement selon un plan {112} est plus élevée que celle relative à un plan {110}. Lorsque la température baisse, cette différence augmente : à la température de 77 °K, elle dépasse 15 %.

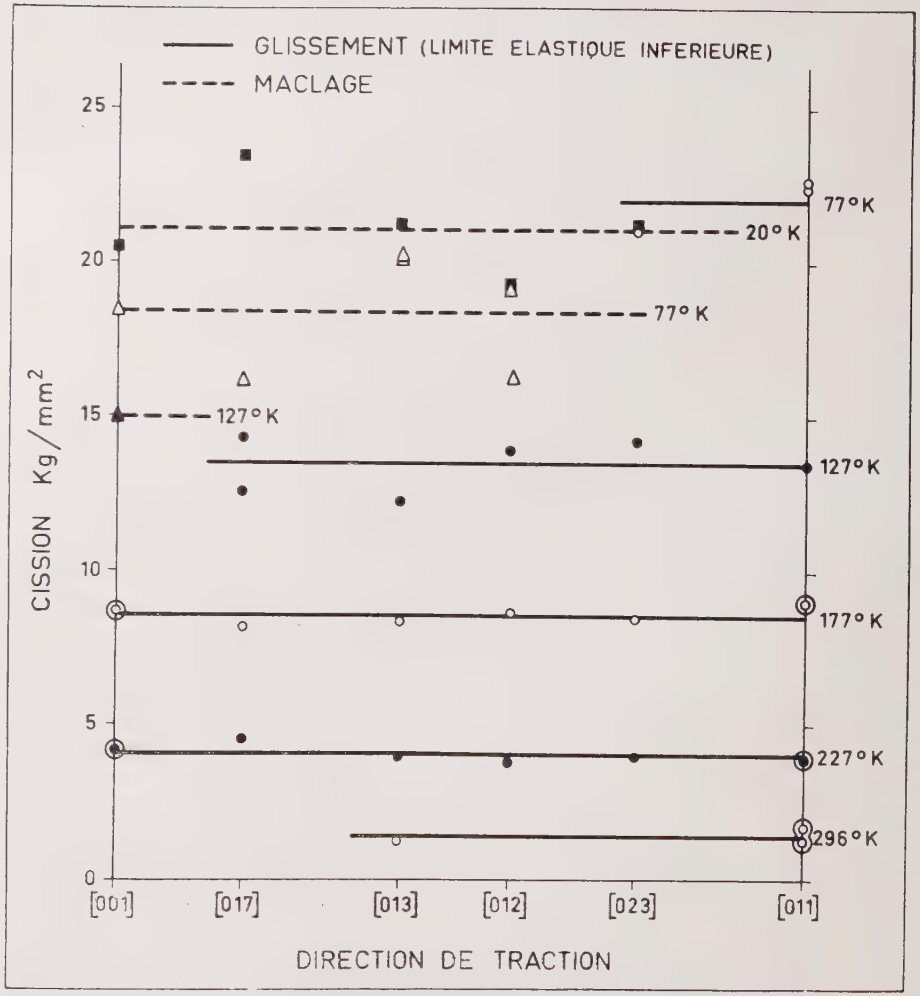


FIG. 3.9.

Variation des cissions critiques de glissement et de maclage en fonction de l'orientation de l'axe de traction. Les valeurs de la cission critique de glissement relatives aux plans {112} sont représentées par des points entourés d'un cercle.

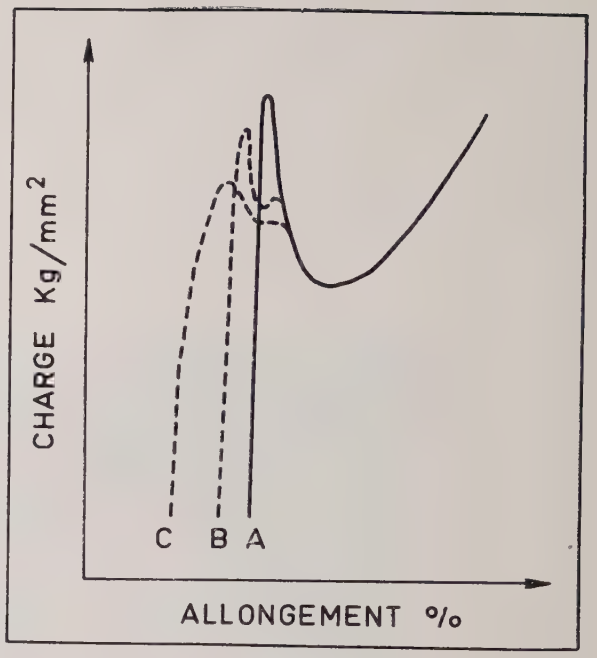


FIG. 3.10.

Aspect de certaines courbes de traction au voisinage de la limite élastique. La forme anormale des courbes B et C (courbes réelles) provient sans doute du mode de fixation ou d'une mauvaise mise en ligne de l'éprouvette sur la machine de traction. Lorsque de tels enregistrements étaient obtenus, nous en avons en général rectifié le tracé et remplacé la courbe réelle par la courbe A.

Dans le cas de Fe-3 % Si [26], on observe un effet analogue et la différence de cission critique des deux systèmes est estimée à environ 18 %.

3.1.3. - Cissions critiques de glissement et de maclage

La figure 3.9 représente la variation des cissions critiques pour le maclage et pour le glissement en fonction de l'orientation cristallographique et de la température.

Compte tenu de la précision de nos essais, nous pouvons dire que ces cissions critiques ne varient pas de façon significative avec l'orientation cristallographique de l'axe de traction. Il faut noter cependant que la cission critique de maclage, dans les éprouvettes étirées dans la direction [011] à la température 20 °K, est beaucoup moins élevée que dans les autres éprouvettes rompues à cette température; ceci est peut-être dû au fait que dans ce cas les macles se forment d'abord au voisinage des mordaches. Nous avons aussi remarqué que le mode de fixation (mordaches) et les dimensions de l'éprouvette ont une influence considérable sur la valeur des cissions critiques, la forme des courbes au voisinage de la limite élastique et plus particulièrement sur la cission critique de maclage. La précision des essais dépend donc considérablement de ces facteurs. Avec certaines éprouvettes, nous avons obtenu des courbes de traction analogues à celle de la figure 3.10. La forme anormale de ces courbes au voisinage de la limite élastique provient probablement du mode de fixation de l'éprouvette. Dans ce cas nous avons rectifié le tracé de la courbe, par extrapolation, comme le montre la figure 3.10.

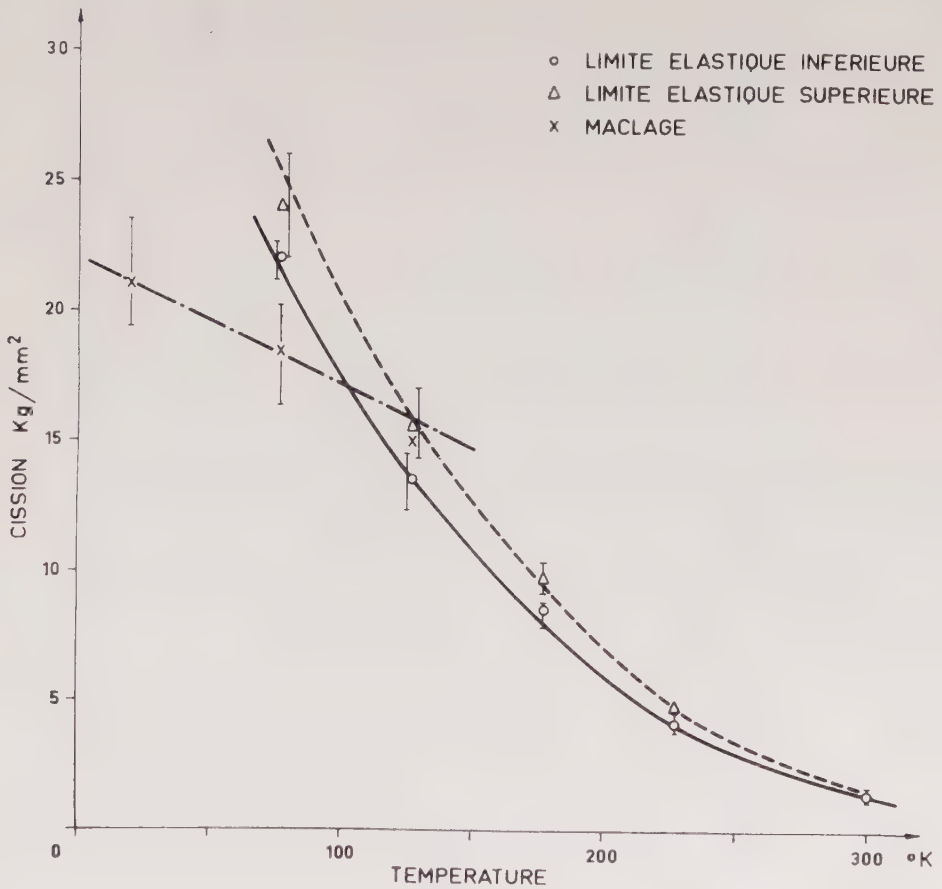


Fig. 3.11.

Variation de la cission critique de maclage et des cissions critiques de glissement (déduites de la limiteélastique supérieure et de la limite élastique inférieure) en fonction de la température d'essai.

Les courbes des figures 3.1 et 3.6 se rapportent, d'une part, à une éprouvette déformée d'abord de 5 % à 296 °K, puis rompue à 20 °K et, d'autre part, aux éprouvettes rompues directement à 20 °K. On constate qu'après la déformation préalable à la température ambiante, la cission critique de maclage est nettement plus faible. On observe de plus que les macles, que contient l'éprouvette au moment de la rupture, sont beaucoup moins nombreuses dans l'éprouvette prédéformée que dans l'éprouvette de même orientation non prédéformée. Nous n'avons toutefois pas étudié systématiquement l'effet d'une prédéformation à haute température sur le maclage et le mode de rupture.

La figure 3.11 représente la variation des cissions critiques de maclage et de glissement en fonction de la température; nous avons négligé la variation de ces cissions avec la direction cristallographique de l'axe de traction.

3.1.4. - Durcissement par écrouissage

Comme nous pouvons le voir sur les figures 3.1 à 3.6, le durcissement par écrouissage dépend de la direction de traction et de la température. Considérons d'abord le cas des tractions dans la direction [011]. A la température ambiante, l'augmentation de la charge due à l'écrouissage, rapportée à la limite élastique, est en valeur relative beaucoup plus importante qu'à la température de 227 °K. Dans ce dernier cas, nous pouvons observer qu'il y a deux stades de durcissement pendant la déformation, le phénomène étant moins net à la température de 177 °K. Enfin, à la température de 77 °K, l'allongement de l'éprouvette continue sans augmentation de charge. En général, le durcissement par écrouissage, rapporté à la limite élastique, augmente avec la température d'essai.

Quant à la variation de ce durcissement en fonction de l'orientation de la direction de traction, nous pouvons dire que la consolidation est plus prononcée lorsque cette direction est parallèle à [001], et qu'elle a tendance à diminuer lorsque l'angle entre la direction de traction et l'axe [001] augmente.

Bien que ce phénomène ne soit pas le sujet principal de cette étude, on peut faire les remarques suivantes. En raison de la rotation du réseau au cours de la déformation [27], l'axe de traction des éprouvettes se rapproche toujours de la direction [011] et s'écarte de [001] tout en restant dans le plan (100), sauf dans le cas de la traction dans la direction [001]; dans ce dernier cas, pourvu que la déformation de l'éprouvette reste homogène, l'axe de traction reste toujours confondu avec la direction [001]. Cet effet géométrique ne permet pas d'expliquer une influence aussi importante de l'orientation cristallographique et de la température sur l'allure des courbes de traction, et plus particulièrement la portion de consolidation de ces courbes. La différence observée correspond donc effectivement à une influence du mécanisme de durcissement.

Nous considérons maintenant les deux orientations extrêmes de la direction de traction, [001] et [011], et les essais effectués à la température de 227 °K. Les éprouvettes se déforment toutes deux principalement par glissement selon les plans {112}. Dans une éprouvette étirée dans la direction de traction [001], il y a quatre systèmes de glissement actifs : $[111]\ (1\bar{1}2)$, $[\bar{1}11]\ (112)$, $[1\bar{1}1]\ (\bar{1}12)$ et $[\bar{1}\bar{1}1]\ (112)$. Par contre, deux systèmes de glissement seulement interviennent dans le cas de la traction dans la direction [011] : $[111]\ (\bar{2}11)$ et $[\bar{1}11]\ (211)$. Si l'on considère par exemple que ce sont des dislocations du type Cottrell qui constituent des barrières pour le glissement, et sont responsables du durcissement, on remarque que l'on peut avoir six types de telles dislocations dans le premier cas : $a\ [100]\ (021)$, $a\ [100]\ (02\bar{1})$, $a\ [010]\ (201)$, $a\ [010]\ (20\bar{1})$, $a\ [001]\ (1\bar{1}0)$, et $a\ [001]\ (110)$, tandis que, dans le dernier cas, il n'y a qu'un type de barrière : $a\ [100]\ (01\bar{1})$. On peut alors penser que la différence de durcissement observée provient de cette différence dans le nombre de barrières de Cottrell. Cependant ce problème n'est pas simple et une étude plus détaillée des courbes de traction, ainsi que de la répartition des dislocations dans les éprouvettes est nécessaire avant qu'il ne soit possible d'interpréter complètement ces aspects du durcissement.

3.2. — RELAXATION DES CONTRAINTES EN TÊTE DE MACLE

3.2.1. - Relaxation au croisement de deux macles

Nous rappelons d'abord les résultats obtenus dans des travaux antérieurs (voir chapitre I, paragraphe 2). Dans le cas d'une traction dans la direction [001] (ces résultats sont d'ailleurs applicables aux autres orientations utilisées dans notre cas, sauf à [011]), il y a deux sortes d'intersections de macles,

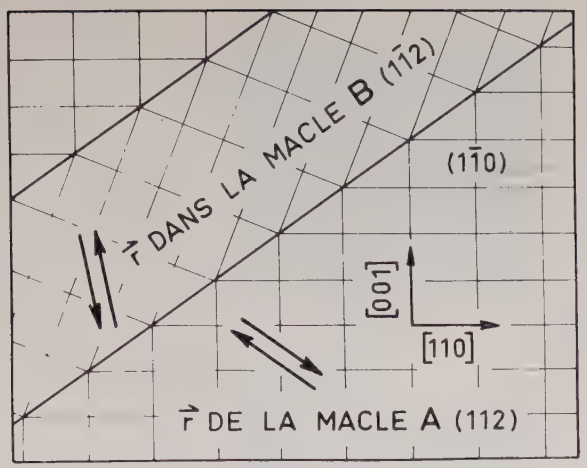


FIG. 3.12.

Croisement de deux macles, intersection parallèle à <110>. Si la macle A se propageait dans la macle B, le sens du cisaillement correspondant à cette macle serait différent dans la macle B et dans la matrice; il est inversé par la macle B (d'après Honda).

les unes parallèles à l'axe <110> (type <110>) et les autres parallèles à l'axe <210> (type <210>). Dans le premiers cas, la direction de propagation $\vec{r}$ de la macle incidente A est modifiée lorsque cette macle traverse la macle B; de plus la propagation de A dans la zone maclée ne pourrait se faire qu'en sens contraire de $\vec{r}$ (fig. 3.12). Par conséquent, la macle A ne peut pas traverser la macle B. On constate effectivement qu'aux croisements de ce type la plupart des macles du premier système (A) s'arrêtent lorsqu'elles rencontrent une macle du deuxième système (B) (fig. 3.13 A). Cependant on peut trouver certains cas où les deux macles se croisent et continuent toutes deux leur propagation; elles sont alors légèrement déviées latéralement au point d'intersection (fig. 3.13 B). De plus, dans le cas d'une intersection du type <110>, on observe toujours des traces de glissement selon un plan {110} et selon le même plan {112}

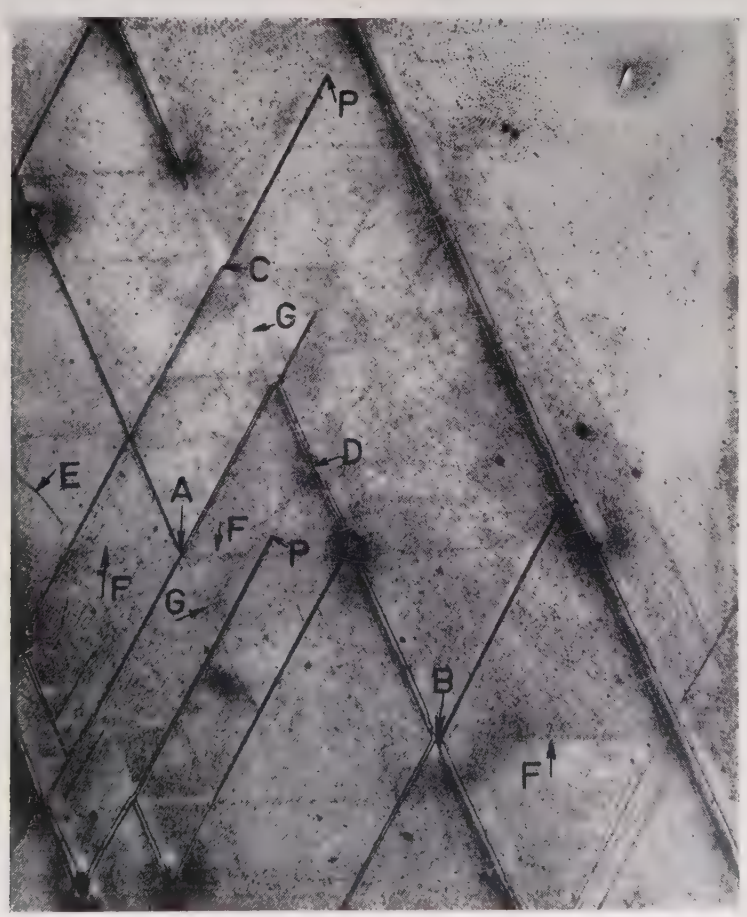


FIG. 3.13.

Figure d'attaque effectuée sur une éprouvette étirée dans la direction [001] à 77 °K. Plusieurs types de croisements de macles ou de bandes de glissement peuvent être observés.

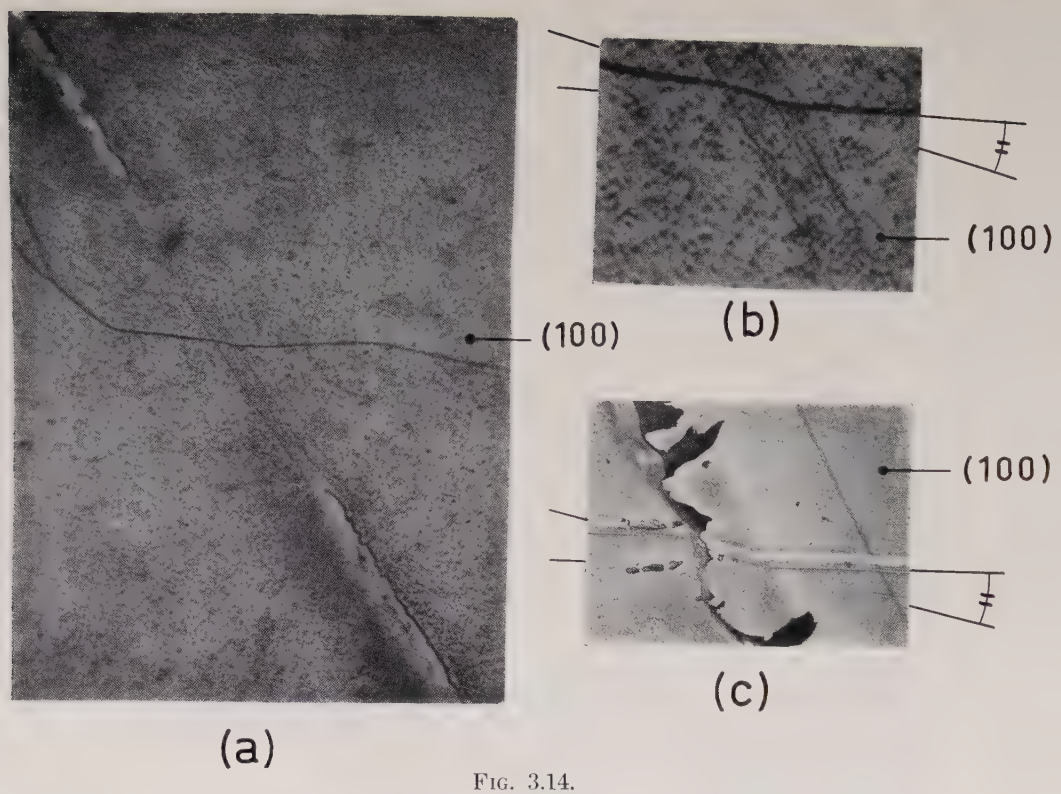


FIG. 3.14.

Exemple de franchissement d'un sous-joint par les dislocations émissaires. Le cisaillement correspondant aux dislocations émissaires est semblable à celui de la macle qui leur a donné naissance.

a) et *b*) : sous-joint et dislocations émissaires (figures d'attaque, × 500 et × 1 500).

c) : cisaillement correspondant à une macle (surface d'une éprouvette examinée au microscope électronique, × 2 000. Observation effectuée lors des essais décrits dans le paragraphe 1.2).

que la macle A. Sur la figure 3.13 le glissement selon {110} est repéré par la lettre F et celui selon {112} par G.

Le même phénomène est aussi observé au croisement d'une macle et d'une bande de glissement parallèle à {112} (fig. 3.13, repères D et C). Le glissement C qui prend naissance en bout de macle peut être dû aux dislocations émissaires. La figure 3.14 montre un glissement de ce type traversant un sous-joint et on remarque à cette occasion que le cisaillement correspondant à ce glissement est à peu près le même que celui correspondant à la macle.

Dans le cas d'un croisement du type <210>, on n'observe pas en général de ligne de glissement. Cependant, nous avons mis en évidence à certains points de croisement de macles de ce type des lignes de glissement selon les plans {123}. La figure 3.15 en donne un exemple : à l'intersection des macles deux lignes de glissement prennent naissance; l'une est claire et l'autre est sombre sur la micrographie. Le sens du cisaillement dans les deux plans {123} correspondants est donc différent (dénivellations de sens contraire à la surface de l'éprouvette).

Les systèmes de maclage qui interviennent lorsque la direction de traction est parallèle à [011] sont différents de ceux observés pour les autres orientations; ils sont au nombre de quatre : $[111]\ (1\bar{2}1)$, $[111]\ (112)$, $[111]\ (1\bar{1}2)$ et $[\bar{1}11]\ (\bar{1}21)$.

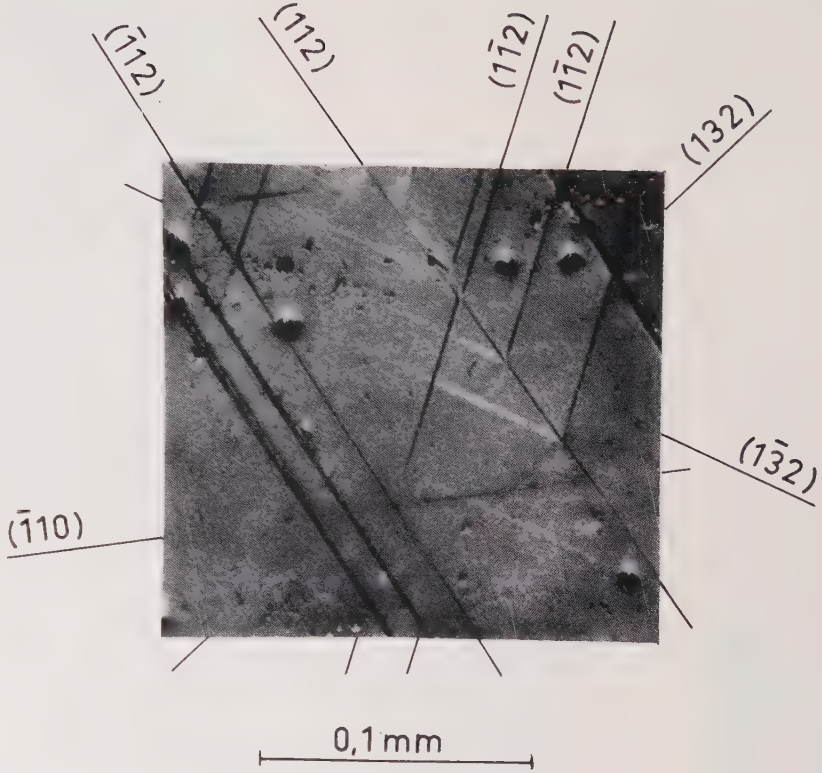


FIG. 3.15.

Croisement de deux macles, intersection parallèle à <210>. Noter les deux lignes de glissement qui partent du point de croisement et qui correspondent à des plans {123}. On remarque que l'une de ces lignes est claire sur la micrographie et que l'autre est sombre.

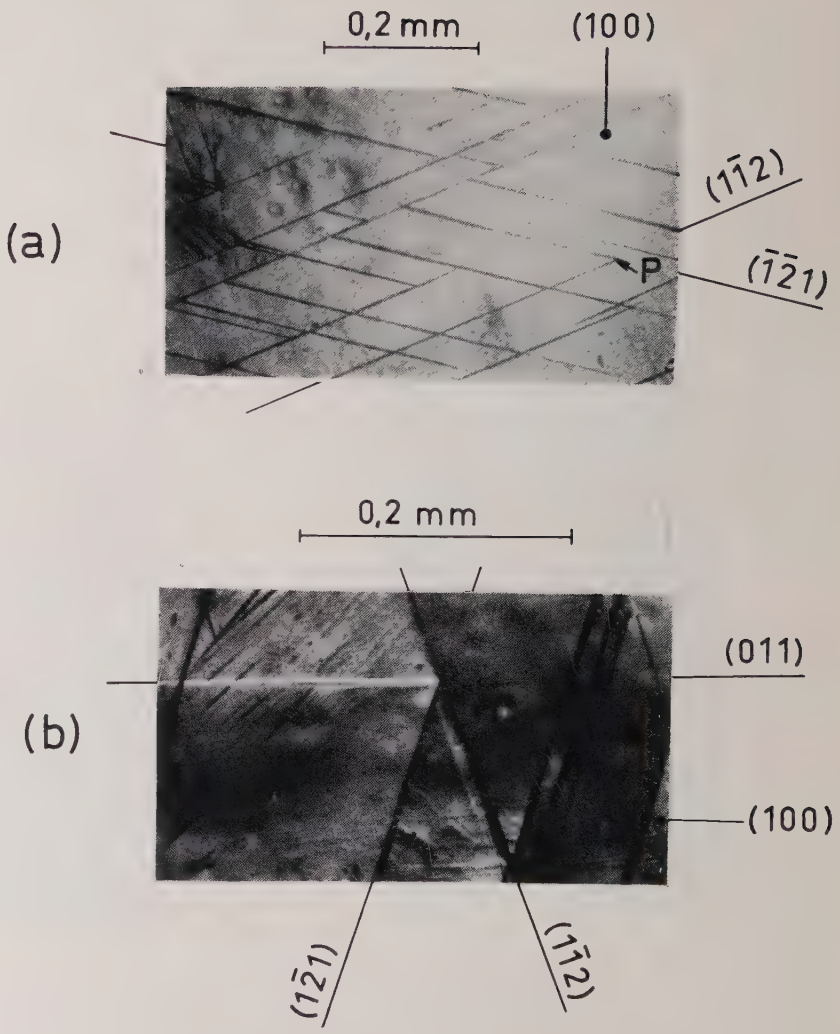


FIG. 3.16.

Les deux types de croisements de macles observés dans une éprouvette étirée dans la direction [011].

a) intersection parallèle à <111>.

b) intersection parallèle à <311>.

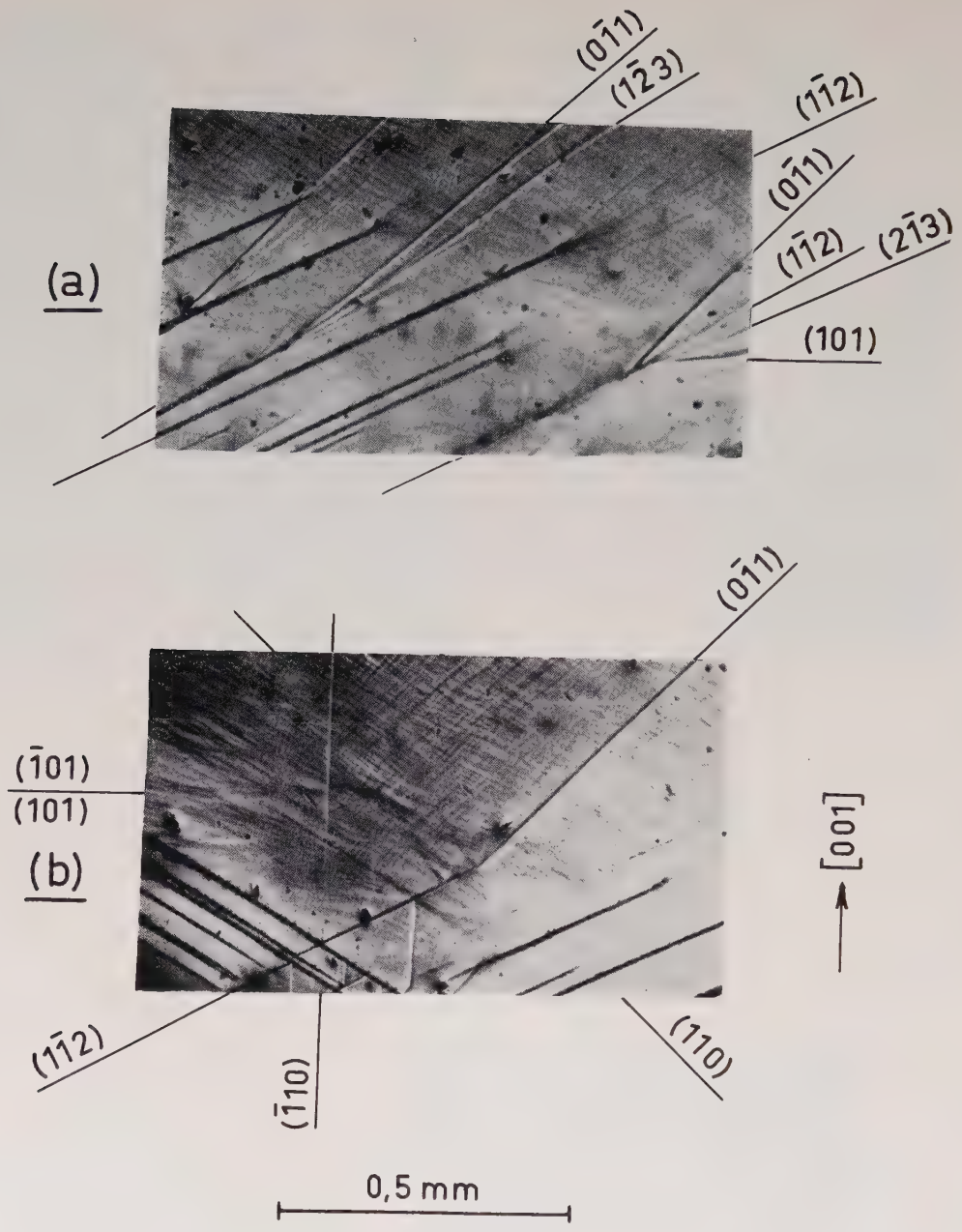


FIG. 3.17.

Eprouvette étirée dans la direction [001] à 77 °K. Glissements créés en tête d'une macle dont la propagation est arrêtée par un obstacle (non identifiable sur la micrographie).

A l'intersection des macles (1$\bar{2}$1) et ($\bar{1}$12), d'une part, et (112) et ($\bar{1}\bar{2}$1), d'autre part, les macles se croisent sans être déformées l'une par l'autre, car elles correspondent à des déformations parallèles à l'intersection et de même sens (fig. 3.16 *a*).

Dans le cas de l'intersection des macles (1$\bar{2}$1) et (1$\bar{1}$2), ainsi que des macles ($\bar{1}$12) et ($\bar{1}\bar{2}$1), l'axe de l'intersection est parallèle aux directions [31$\bar{1}$] et [3$\bar{1}$1] respectivement (type <311>). Dans ce cas, nous pouvons observer le même phénomène que celui observé dans un croisement du type <110>. Ainsi que le montre la figure 3.16 *b*, deux lignes de glis-

sement selon le plan $(01\bar{1})$ prennent naissance à l'intersection et les contrastes de ces lignes de part et d'autre de la macle sont inversés.

Enfin, les deux dernières combinaisons de macles donnent une intersection parallèle à l'axe <210>, et on retrouve les aspects déjà décrits pour ce type de croisement.

En résumé, nous pouvons dire que les contraintes à l'intersection de deux macles sont relâchées par glissement de la manière suivante :

— Dans le cas d'un croisement du type <210>, les deux macles se traversent en général sans causer de forte concentration de contrainte, mais dans certains cas l'une des macles peut être arrêtée par l'autre et l'on observe des glissements selon {123}.

— Dans le cas d'un croisement du type <111> (existant seulement lorsque l'axe de l'éprouvette est parallèle à la direction [011]), les deux macles correspondent à un cisaillement identique, parallèle à la direction de l'intersection et de même sens dans chacune d'elles; leur croisement ne pose donc aucun problème et il n'y a ni concentration de contrainte, ni relaxation plastique par glissement.

— Dans le cas d'un croisement du type <110>, il y a par contre une grande concentration de contraintes; la relaxation s'effectue par des glissements suivant les plans {110}; la propagation de la macle est, en général, arrêtée et remplacée par une bande de glissement suivant le même plan {112}.

— Dans le cas d'un croisement du type <311>, on observe les mêmes interactions et les mêmes modes de relaxation qu'à une intersection du type <110>.

3.2.2. - Relaxation en tête des macles arrêtées par certains obstacles

Lorsqu'une macle se trouve arrêtée par un obstacle (généralement non visible au microscope optique), la concentration des contraintes due à cette macle est relâchée de deux manières différentes. Dans le cas le plus fréquent, le maclage est remplacé par un glissement sur le même plan, comme le montre la figure 3.13 (en P); ceci peut être interprété à l'aide des dislocations émissaires (dislocations de Sleeswyk). Dans d'autres cas, des traces de glissement prennent naissance à l'extrémité de la macle bloquée; elles correspondent principalement aux plans {110}, ainsi que le montre la figure 3.17 *b*. Sur la figure 3.17 *a*, on peut voir un autre exemple de relaxation des contraintes en bout de macle : on observe cette fois des glissements suivant plusieurs plans {110}, {112} et {123}.

Pour l'instant, il n'est pas possible de préciser les conditions d'apparition de ces divers modes de relaxation. De même, la nature des barrières responsables de l'arrêt de propagation de la macle n'est pas connue, ce qui rend difficile la compréhension des interactions entre les dislocations de macle et ces hétérogénéités de la structure. Cependant, il faut noter que les plans de glissement qui interviennent dans cette relaxation sont différents de ceux que l'on observe dans le cas du croisement de deux macles.

3.3. — MODE DE RUPTURE

3.3.1. - Rupture ductile

Toutes les éprouvettes tractionnées aux températures de 296 °K, 227 °K et 177 °K subissent une rupture ductile par cisaillement. Dans ce cas, les éprouvettes se déforment jusqu'à 100 % de striction, et se réduisent à une ligne à l'endroit de la cassure. Un exemple de ce mode de rupture est représenté dans la figure 3.18.

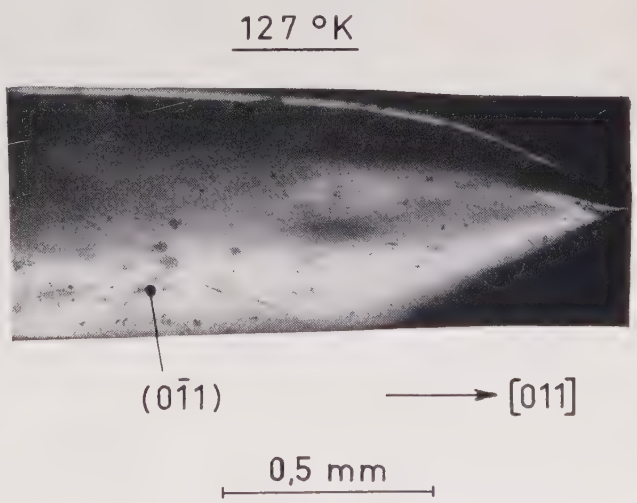


Fig. 3.18.

Rupture ductile, par striction totale, d'une éprouvette étirée à 127 °K dans la direction [011]. Profil de l'éprouvette au niveau de la cassure.

A la température de 127 °K, les éprouvettes étirées dans les directions [017], [013], [01$\bar{2}$], [023] et [001] se rompent de manière ductile, par contre, l'éprouvette étirée dans la direction [001] casse par clivage.

A la température de 77 °K, seule l'éprouvette étirée dans la direction [011] se rompt de manière ductile. L'éprouvette présente cependant des zones maclées, mais ces zones n'ont aucune relation avec la rupture elle-même, puisque la zone de striction se situe dans une partie non maclée de l'éprouvette.

3.3.2. - **Rupture par clivage**

A la température de 77 °K, toutes les éprouvettes, sauf celle étirée dans la direction [011], se rompent par clivage. Cependant, dans l'une des éprouvettes étirées dans la direction [023] la rupture par clivage est précédée par une déformation par glissement considérable et une striction assez forte.

La figure 3.19 représente l'aspect de la rupture de cette éprouvette. L'amorçage de la rupture a eu lieu au voisinage de l'intersection de macles avec la ligne de striction.

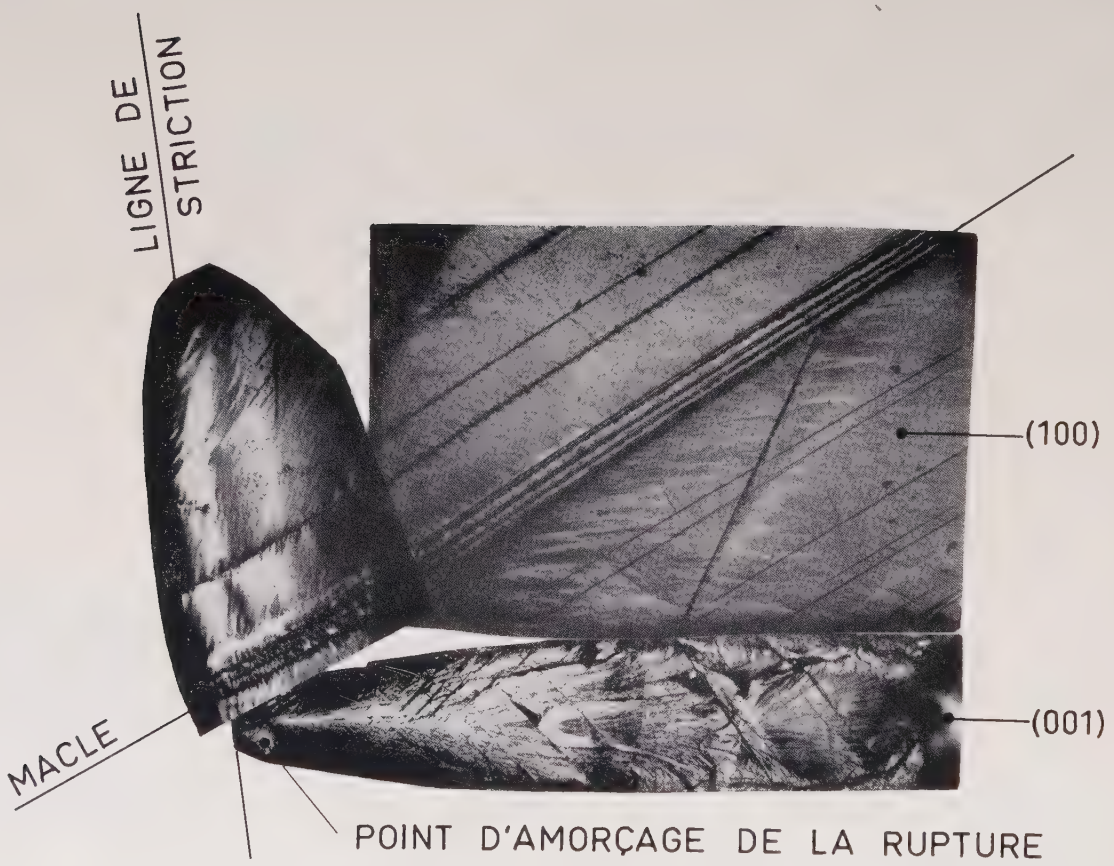


FIG. 3.19.

Amorçage de la rupture par clivage à une intersection de macles et au voisinage de la ligne de striction. Observation faite sur une éprouvette étirée à 77 °K dans la direction [023].

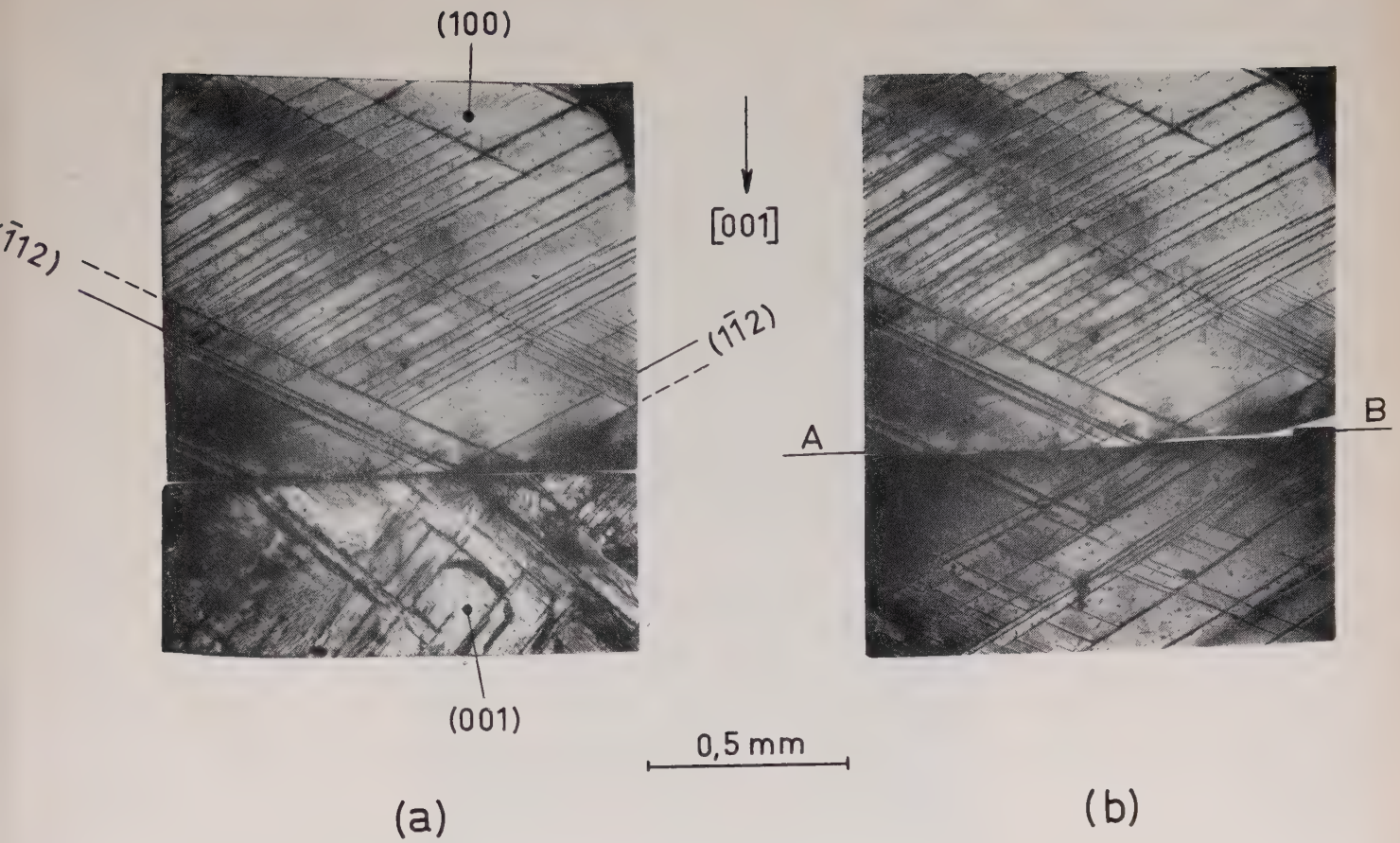


FIG. 3.20.

Amorçage de la rupture au croisement de deux macles, ($\bar{1}$12) et (1$\bar{1}$2), dont l'intersection est parallèle à <110>. L'axe de l'éprouvette est parallèle à [001].

Les autres éprouvettes cassent d'une manière fragile; la rupture par clivage commence au croisement de deux macles. La figure 3.20 représente la surface d'une éprouvette dont l'axe est parallèle à la direction [001]. Dans ce cas, nous pouvons retrouver l'origine de la fissure par clivage à l'aide des rivières. En comparant (*a*) et (*b*) de la figure 3.20, nous pouvons conclure que la rencontre de la macle [111] ($\bar{1}$12) avec la macle [1$\bar{1}$1] (1$\bar{1}$2) est à l'origine de la rupture.

Dans le cas des tractions dans les directions [017], [013], [012] et [023], il y a deux types de macles prédominants : [111] (112) et [1$\bar{1}$1] ($\bar{1}$12), comme on peut le voir d'après la figure 1.5. Cependant, les examens micrographiques montrent que les éprouvettes contiennent aussi des macles appartenant à des systèmes secondaires de maclage : [1$\bar{1}$1] ($\bar{1}$12) et [111] (112), pour lesquels la cission réduite est donnée dans la figure 1.5. Ces macles secondaires sont particulièrement abondantes dans l'éprouvette étirée dans la direction [017]; on constate que plus la direction de traction se rapproche de la direction [011], plus le nombre observé de ces macles diminue. L'examen de la cassure et de la surface de cette éprouvette (fig. 3.21) permet de voir que la rupture part de l'intersection de deux macles [111] ($\bar{1}$12) et [1$\bar{1}$1] (1$\bar{1}$2). Les autres éprouvettes de cette série se rompent par clivage, et l'origine de la rupture se trouve toujours à une intersection de type <110> entre une macle du système principal et un macle du système secondaire.

A la température de 20 °K, toutes les éprouvettes se rompent par clivage sans déformation appréciable par glissement. D'après l'observation micrographique, nous pouvons dire que le mode d'amorçage de la rupture est essentiellement identique à celui mis en évidence dans les essais à 77 °K, sauf pour les

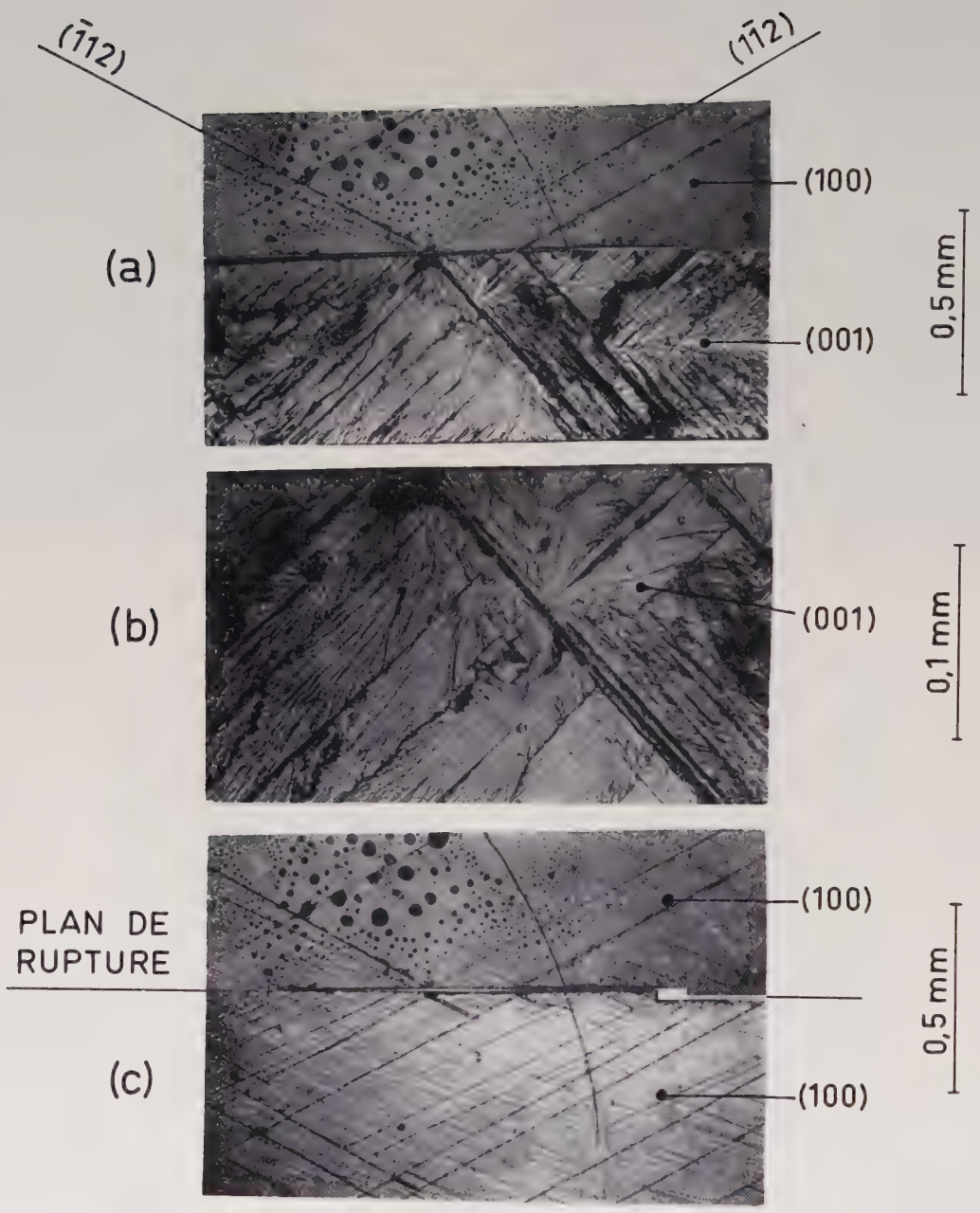


FIG. 3.21.

Eprouvette étirée dans la direction [017]. Amorçage de la rupture à une intersection de macles parallèle à <110>. Vues de la surface de rupture (*a* et *b*) et de la surface extérieure des deux moitiés de l'éprouvette remises bout à bout (*c*).

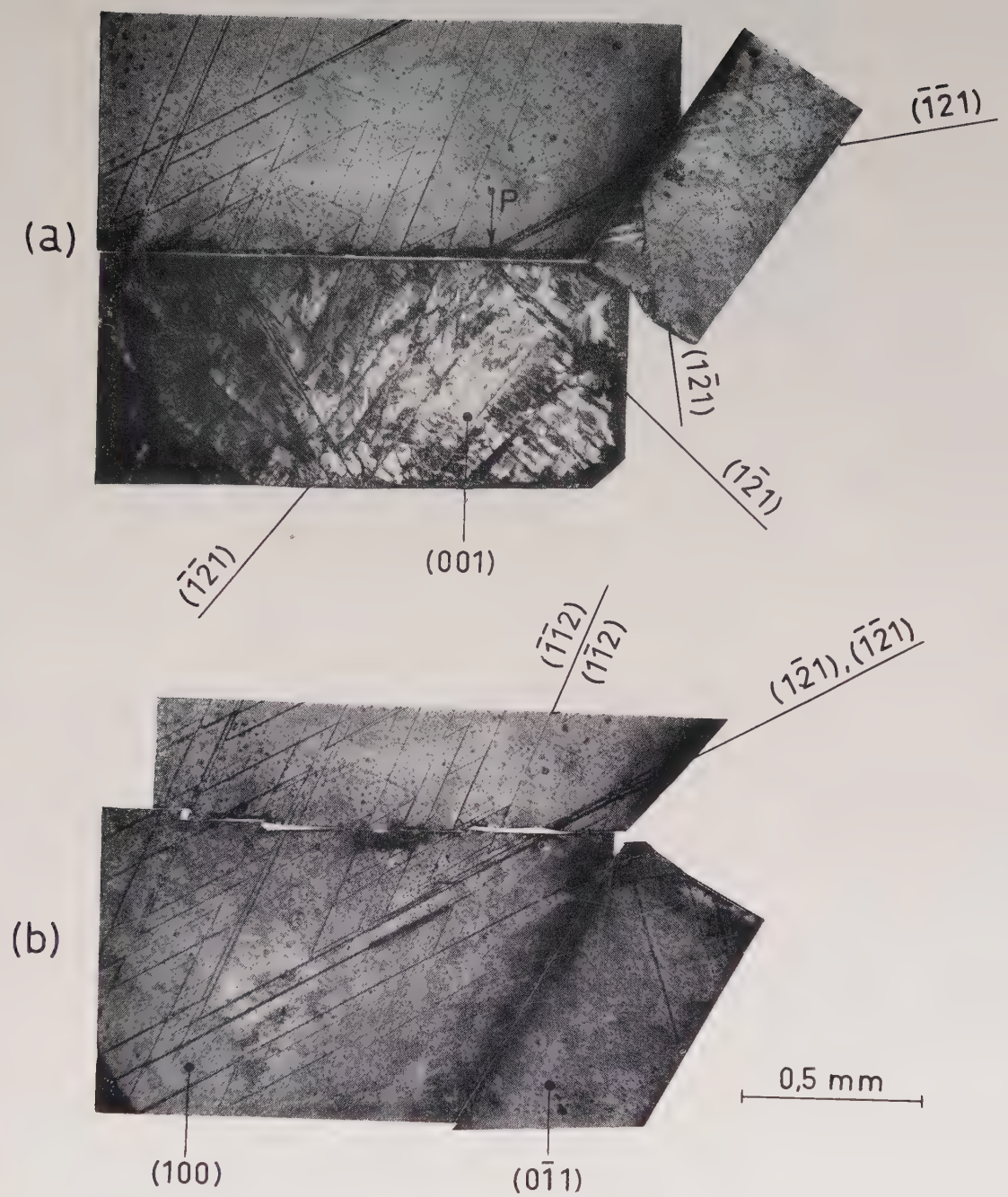


Fig. 3.22.

Aspect des surfaces extérieures et de la surface de rupture d'une éprouvette étirée parallèlement à [011] à 20 °K.

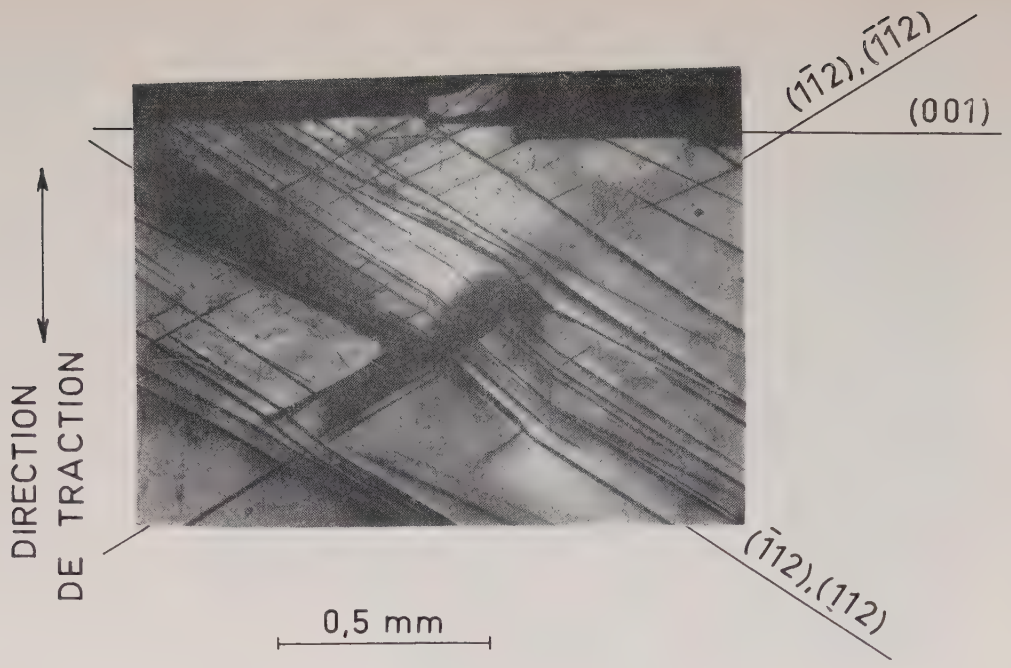


FIG. 3.23.

Fissures parallèles aux plans {112} observées dans une éprouvette étirée dans la direction [001] à 127 °K.

éprouvettes orientées selon [011] : la rupture par clivage est causée par le maclage, et le point d'amorçage de la rupture se situe à une intersection du type <110> de deux macles. Comme à 77 °K, la fissure de clivage suit toujours le plan (001). Cependant, dans le cas d'une traction dans la direction [011], la surface de la rupture se compose de facettes de deux plans de clivage, (010) et (001), qui lui donnent un aspect en dents de scie. Dans ce cas, la rupture par clivage ne survient qu'après plusieurs décrochements dans la courbe de traction, c'est-à-dire après la formation successive de plusieurs ensembles de macles. L'examen de cette cassure au microscope optique (fig. 3.22) montre que la rupture a vraisemblablement été amorcée à une intersection de macles du type <210>.

Dans toutes les éprouvettes où la rupture est survenue par clivage, le plan de rupture est un plan {100}. Ceci est vrai, quelles que soient la température d'essai et l'orientation cristallographique de la direction de traction. Cependant, dans un cas isolé, nous avons également observé, à l'arrière de la fissure principale, des fissures secondaires situées dans des plans {112}, c'est-à-dire correspondant à une décohésion le long des plans de macle (fig. 3.23).

(*A suivre.*)

CHAPITRE IV

Mécanisme de la rupture par clivage

4.1. — AMORÇAGE DES FISSURES PAR GLISSEMENT

D'après les résultats de nos essais antérieurs et les résultats obtenus par différents auteurs (Honda[8] : monocristaux de Fe-3 % Si, Hahn [15] et al. : aciers doux à gros grains), il semble que le modèle d'amorçage de la rupture proposé par Cottrell [2] joue un rôle important; cet auteur a considéré une réaction entre deux dislocations de glissement, qui aboutit à la création d'une dislocation-coin $a\,[100]$; il suppose que les glissements sont bloqués par la dislocation-coin formée et que la fissuration commence au voisinage de cette dislocation en raison de la grande concentration de contraintes due à l'empilement des dislocations de glissement.

Cependant Stroh a mis en doute la stabilité de la dislocation de Cottrell et a montré qu'elle devrait se décomposer sous l'influence des contraintes causées par l'empilement des dislocations, bien avant que la contrainte nécessaire à la formation d'une fissure ait été atteinte.

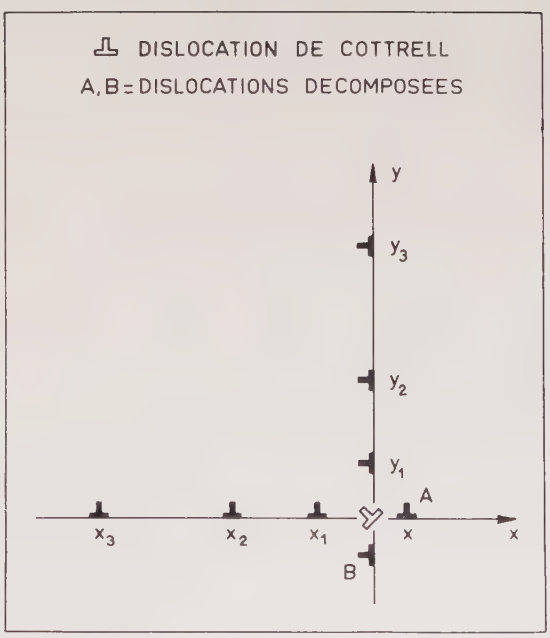


FIG. 4.1

Décomposition d'une dislocation de Cottrell sous l'influence de deux empilements identiques.

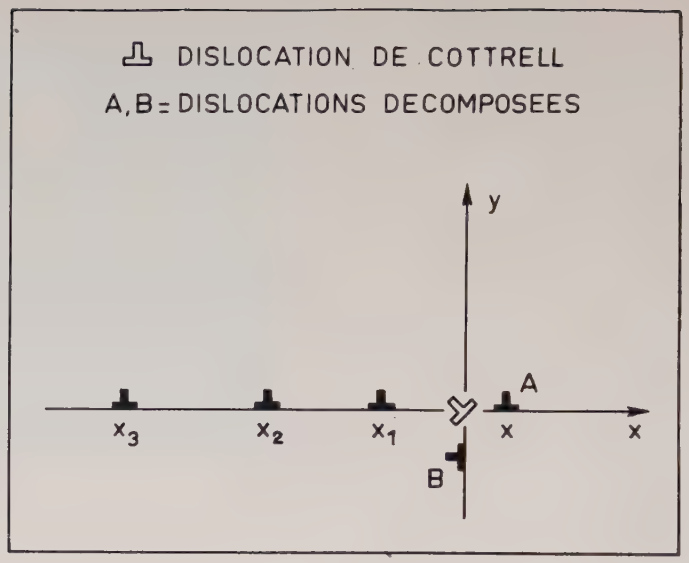
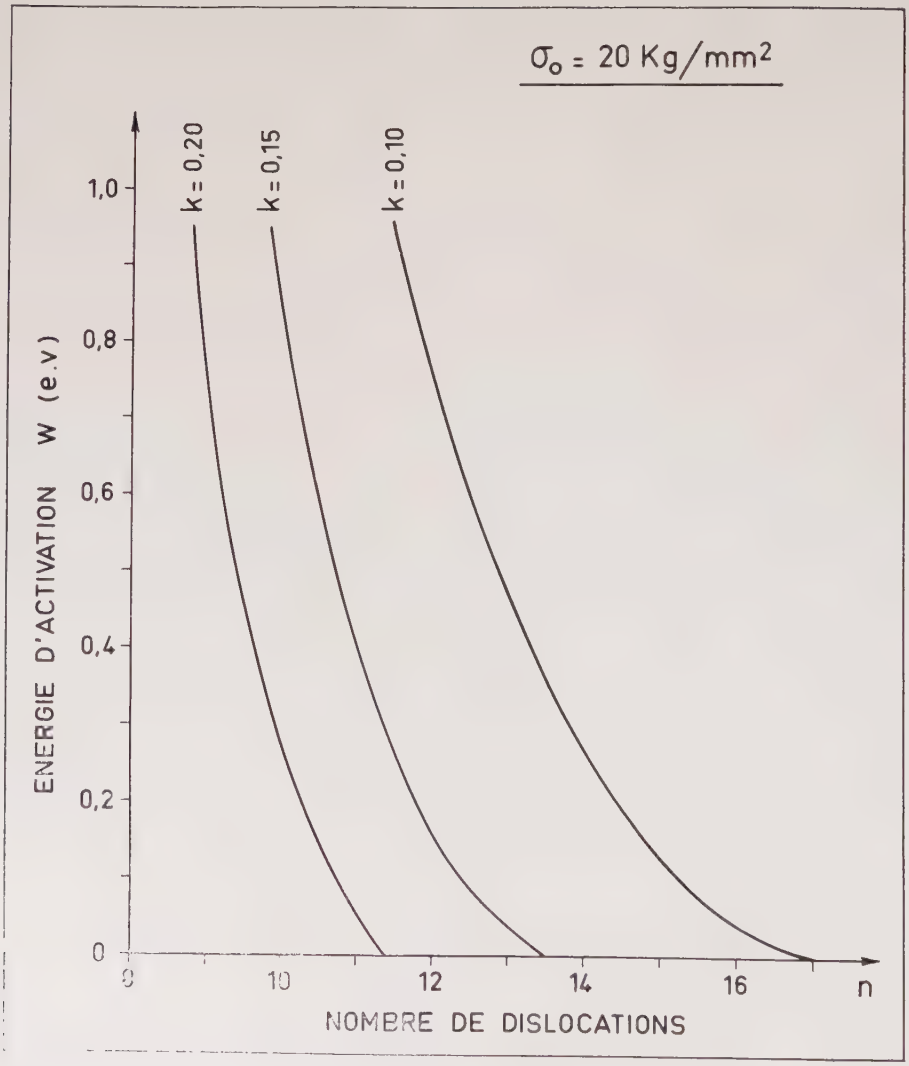


FIG. 4.2

Décomposition d'une dislocation de Cottrell sous l'influence d'un empilement simple.

FIG. 4.3

Energie d'activation de décomposition de la dislocation de Cottrell, située en tête de deux empilements identiques, en fonction du nombre de dislocations de ces empilements.



Nous allons, dans ce paragraphe, calculer l'énergie d'activation de la décomposition de cette dislocation-coin en fonction du nombre des dislocations de l'empilement et considérer la possibilité de formation d'une microfissure.

4.1.1. - Décomposition de la dislocation de Cottrell

Nous avons calculé l'énergie d'activation de la décomposition de la dislocation de Cottrell selon la méthode décrite en annexe.

Nous avons examiné deux configurations de l'empilement : d'une part, le cas où la dislocation de Cottrell se trouve à l'intersection de deux empilements identiques (fig. 4.1) et, d'autre part, le cas où elle est située en tête d'un seul empilement (fig. 4.2). En réalité, on doit avoir une situation intermédiaire entre ces deux cas extrêmes.

La figure 4.3 représente l'énergie d'activation calculée dans le premier cas (voir l'annexe pour les détails du calcul). Le paramètre k, qui intervient dans ce calcul, dépend de la structure du cœur de la dislocation et, dans le cas de l'alliage Fe-3 % Si, sa valeur est estimée à 0,14 environ. Remarquons que notre méthode de calcul comporte des approximations, destinées à le simplifier et à permettre de le mener jusqu'au bout et que nous ne connaissons pas la valeur exacte de k dans le cas du fer pur. Cependant on peut utiliser les résultats obtenus pour examiner la stabilité de la dislocation de Cottrell et évaluer de façon grossière le nombre de dislocations des empilements nécessaire pour qu'il y ait décomposition.

On voit sur la figure qu'il suffit que le nombre des dislocations empilées dépasse 15 ($n > 15$), pour que la dislocation de Cottrell cesse d'être stable. Lorsque l'on tient compte de l'agitation thermique (au maximum quelques dixièmes d'électron-volt aux basses températures où sont effectués les essais), ce nombre est encore un peu plus faible.

Dans le cas de l'empilement des dislocations dans un seul plan, les considérations précédentes donnent pour le nombre critique n de dislocations une valeur de l'ordre de 150 (fig. 4.4).

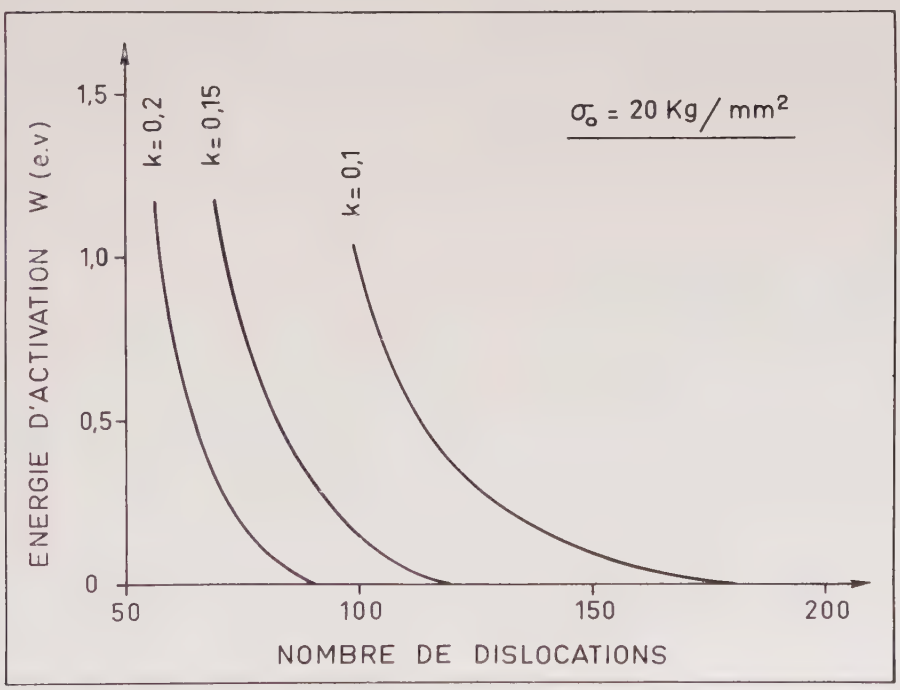


FIG. 4.4

Energie d'activation de décomposition de la dislocation de Cottrell, située en tête d'un empilement simple, en fonction du nombre de dislocations de cet empilement.

4.1.2. - Nombre de dislocations nécessaires à l'amorçage d'une fissure

Nous discutons d'abord le cas de l'empilement dans un seul plan. Dans ce cas, Eshelby et al. [28] ont montré que la concentration de contraintes en tête de l'empilement était presque identique à celle causée par la fissure de Griffith. En utilisant ce résultat, Stroh [11] a calculé le nombre n de dislocations que doit comporter l'empilement pour que la condition de propagation de la rupture de Griffith soit satisfaite :

$$n > \frac{12\,\gamma}{\sigma_0\, b} \qquad (4.1)$$

Dans cette expression σ_0 est la contrainte de cisaillement appliquée, γ l'énergie de surface et b le vecteur de Burgers.

Dans notre cas certaines des hypothèses de Stroh ne sont pas valables. En effet, la configuration des dislocations qui interviennent ici est différente de celle qu'a étudiée cet auteur (structure cubique à faces centrées). En tenant compte de ce facteur géométrique, il est pourtant possible d'appliquer le résultat du calcul de Stroh à notre cas. Le fait que l'angle entre le plan de fissuration et le plan de l'empilement soit différent de celui de la structure cubique à faces centrées introduit un facteur correctif de $64\,(2 - \sqrt{2})/27$. Il faut aussi tenir compte de la différence de longueur du vecteur de Burgers dans les deux structures (facteur $\sqrt{3}/2$). Dans ces conditions on obtient pour n la condition

$$n > 1\,100$$

lorsque l'on prend $\sigma_0 = 20$ kg/mm^2 et $\gamma = 2.6 \cdot 10^3$ ergs/cm^2. Cette valeur de γ est celle donnée par Gilman pour les plans {100} dans le fer pur [29]. En fait il semble que cette valeur soit un peu faible et le chiffre de 1 100 est certainement inférieur au chiffre exact. Hahn et al., par exemple, ont évalué γ à partir de leurs résultats expérimentaux relatifs à des polycristaux de fer (matériau à gros grains) : la condition de Cottrell pour l'amorçage de la rupture donne pour γ une valeur de l'ordre de 10^4 ergs/cm^2, alors que la condition de propagation des fissures de Griffith-Orowan conduit à une valeur de l'ordre de 10^5 ergs/cm^2. Si on utilise ces valeurs de γ on obtient pour n un chiffre nettement plus élevé que celui qui vient d'être donné.

De toute façon, quelle que soit la valeur utilisée pour γ, le nombre des dislocations nécessaires pour provoquer la rupture est beaucoup plus grand que celui pour lequel la dislocation de Cottrell n'est plus stable.

Dans le cas de deux empilements identiques, la situation est plus compliquée : en effet, la contrainte provoquée par ces deux empilements diminue d'une façon plus rapide avec la distance au point d'intersection que celle provoquée par un empilement simple; par conséquent la variation de la contrainte normale au plan de clivage, en fonction de la distance à l'origine, n'est plus comparable à celle obtenue dans le cas de la fissure de Griffith.

Cependant, on peut estimer le nombre minimal des dislocations de l'empilement, susceptible d'amorcer la rupture, de la façon suivante : comme la contrainte $T_2(r)$ causée par les deux empilements diminue plus rapidement en fonction de la distance r à l'origine que la contrainte $T_1(r)$ relative à l'empilement simple, on a $T_2(r) < T_1(r)$, pour $r > 0$ et $T_1(0) = T_2(0)$.

Supposons maintenant que le nombre de dislocations qui donne une contrainte $T_2(0)$ à l'origine dans le cas de deux empilements soit n_2 et que le nombre de dislocations d'un seul empilement donnant une contrainte $T_1(0)$ suffisante pour amorcer la rupture soit n_1. Nous avons vu que n_1 était de l'ordre de 1 100. $T_2(0)$ peut être calculé simplement à partir du tenseur des contraintes à l'origine en effectuant un changement de coordonnées; on trouve que $T_2(0)$ est égal à la contrainte de cisaillement P^2_{xy} à l'origine. Nous pouvons donc comparer les contraintes de cisaillement $P^i_{xy}(0)$ $(i = 1, 2)$ au lieu des tensions $T_i(0)$. Dans ces conditions on aboutit à la condition $n_2 > 44$, compte tenu de la formule suivante [12] :

$$P^1_{xy}(0) \simeq n_1 \cdot \sigma_0 \simeq P^2_{xy}(0) \simeq 1{,}29 \cdot n_2^{1{,}78} \cdot \sigma_0$$

Si nous comparons cette valeur de n_2 avec le nombre de dislocations de deux empliements nécessaires pour décomposer la dislocation de Cottrell (~ 15), nous pouvons dire que cette dernière ne peut pas constituer une barrière efficace; elle n'est pas capable de provoquer une concentration importante des contraintes par empilement de dislocations et d'amorcer ainsi la rupture.

4.1.3. - Possibilité de formation de fissures par un mécanisme ne faisant intervenir que le glissement

Comme nous venons de le voir, le modèle Cottrell-Chou n'est pas entièrement satisfaisant pour expliquer l'amorçage du clivage, puisque la dislocation de Cottrell est peu stable et a de grandes chances de se décomposer bien avant la formation d'une fissure. Comment peut-on alors expliquer les résultats expérimentaux ? Le point faible du modèle précédent réside peut-être dans l'hypothèse que les dislocations de l'empilement se situent toujours dans un même plan de glissement, ce qui suppose que les dislocations de glissement ont été créées par le mécanisme de la source de Frank-Read (source plane) (fig. 4.5 *a*). Cependant, ces dislocations peuvent aussi être engendrées par des sources d'un autre type (source « spatiale » émettant des dislocations dans plusieurs plans) schématisé sur la figure 4.5 *b*. Dans ce cas les lignes de glissement ont une certaine largeur; c'est d'ailleurs ce que l'on observe toujours dans la réalité.

Ceci nous amène à considérer le cas d'un empilement dans lequel les diverses dislocations sont situées dans des plans de glissement voisins successifs. Dans ces conditions, on peut envisager deux configurations possibles de l'empilement: dans le premier cas, les dislocations de Cottrell sont situées dans le plan de clivage; dans le deuxième cas, elles sont au contraire alignées dans un plan perpendiculaire au plan de rupture (fig. 4.6). Dans les deux cas de figure, les dislocations de Cottrell n'ont aucune influence sur la décomposition de l'une d'entre elles: en effet, leur interaction (effort de cisaillement) avec les dislocations de glissement qui résulteraient de cette décomposition est nulle au point de décomposition. Dans le premier cas (fig. 4.6 *a*), la dislocation de Cottrell ne glisse pas sur son plan de glissement {100}, puisque les autres dislocations de Cottrell n'exercent aucun effort de cisaillement sur elle, dans ce plan de glissement. De même, la résultante des efforts de cisaillement dus aux dislocations de glissement situées dans les plans (n) et (n') est également nulle dans le plan {100}. En cas de décomposition, la force attrative entre les deux éléments de la dissociation suffirait donc à reformer la dislocation initiale. En fin de compte, la dislocation de Cottrell [1] ne pourrait se décomposer que sous l'influence des contraintes causées par les dislocations de glissement situées en P et P' (fig. 4.6 *a*). Or, entre ces dislocations on a les interactions suivantes : la dislocation P est attirée par la dislocation P' mais elle est repoussée par la dislocation de Cottrell [1]. A l'aide d'un calcul numérique, on peut montrer que la force répulsive qui s'exerce sur la dislocation P est maximale lorsque ℓ est voisin de $3\,d$. Dans cette position les dislocations P et P' exercent un effort de cisaillement en O égal à environ 1/6 de la contrainte nécessaire à la décomposition d'une dislocation de Cottrell. Cette force qui s'exercerait sur les dislocations résultant de la décomposition de la dislocation [1] est insuffisante pour maintenir cette dislocation décomposée. La dislocation [1] est

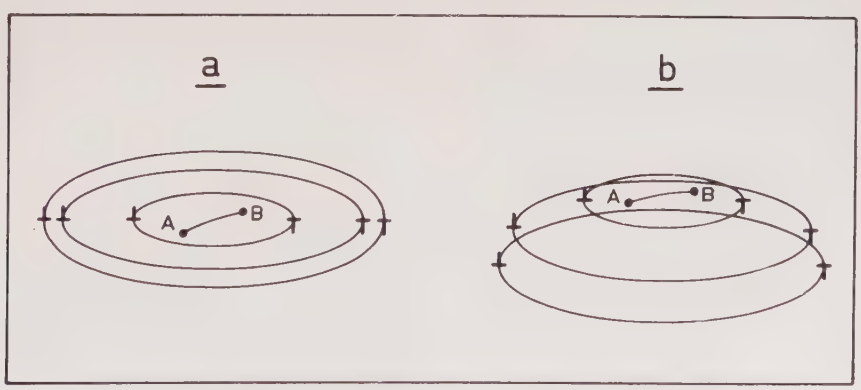


Fig. 4.5

Deux catégories de sources de Frank-Read :

a) source plane ;

b) source tridimensionnelle (ou spatiale).

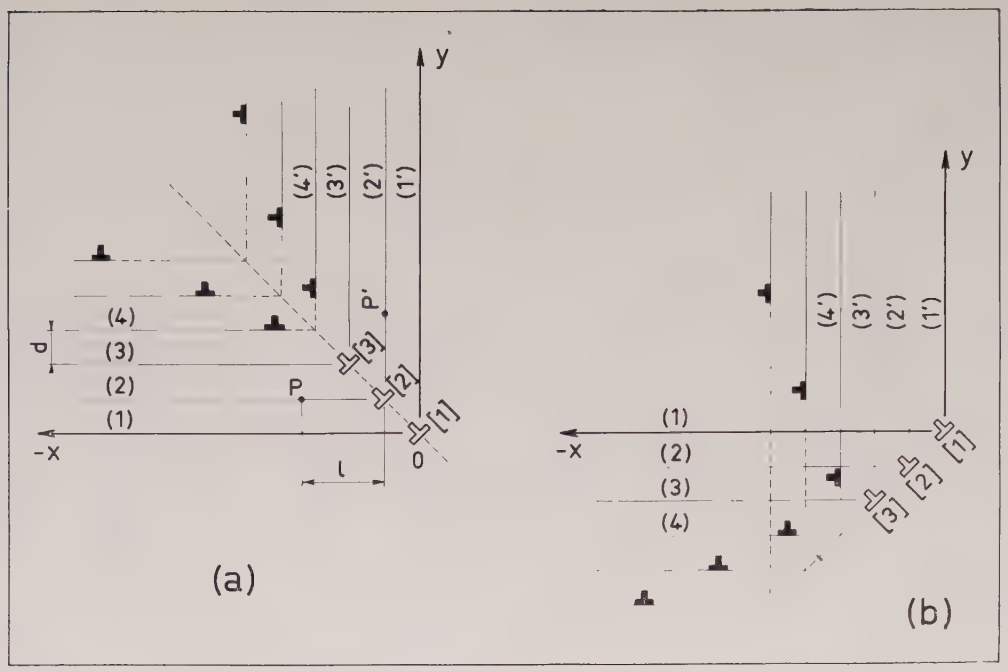


FIG. 4.6

Représentation schématique de deux rangées de dislocations de Cottrell obtenues par réaction entre des dislocations situées dans des plans de glissements successifs.

a) rangée située dans le plan de clivage.

b) rangée située dans un plan perpendiculaire au plan de clivage.

donc stable. Il en est de même des autres dislocations de la rangée. La contrainte au point O, normale au plan de clivage, augmente comme $(1 + \frac{1}{2} + \frac{1}{3} + ...)$, lorsque le nombre des dislocations de Cottrell de la rangée augmente. Cependant, comme la force de répulsion exercée par les dislocations de Cottrell de la rangée sur les dislocations de glissement qui vont donner naissance à la $(n + 1)^{ème}$ augmente avec n, il devient de plus en plus difficile d'ajouter une dislocation supplémentaire à la rangée. On peut pourtant y arriver en supposant que la $n^{ème}$ dislocation se décompose temporairement avant que la $(n + 1)^{ème}$ soit formée. Dans ce cas les autres dislocations de la rangée exercent une force attractive, qui croît avec n, sur les dislocations obtenues si bien que celles-ci se recombinent aussitôt. Cependant, la diminution momentanée de la force répulsive a permis à la $(n + 1)^{ème}$ dislocation cubique de se former. On conçoit donc que par des réactions de ce genre, des rangées stables d'un grand nombre de dislocations de Cottrell puissent se former et donner naissance à une contrainte élevée au point O. Cette disposition des dislocations en rangée n'est finalement pas très différente de celle qu'avait considérée Friedel pour expliquer la formation d'une microfissure à partir d'un sous-joint [30].

Le deuxième cas (fig. 4.6 *b*) correspond à une configuration moins stable des dislocations de Cottrell. La dislocation de Cottrell [1] qui est soumise à l'action de la force de cisaillement de la dislocation [2] et des autres dislocations de la rangée se mettra certainement à glisser si elle n'est pas bloquée par un obstacle. En effet la cission correspondante qui est égale à $\mu/2\pi(1 - \nu)$ est certainement supérieure à la cission critique de glissement de la dislocation [1] dans le plan {100}. On peut pourtant obtenir ainsi une rangée de dislocations de Cottrell, mais leur écartement ne sera plus constant, ni égal à a; de plus, leur décomposition sera plus facile que celle des dislocations de Cottrell du premier cas. En effet, une fois que la première dislocation de la série s'est décomposée sous l'action de l'empilement des dislocations de glissement,

la contrainte due aux dislocations de la rangée s'exerce dans un sens qui favorise la décomposition. La dislocation reste donc décomposée.

Bien qu'une analyse plus détaillée soit nécessaire pour permettre de conclure de façon certaine, il semble bien, d'après le raisonnement précédent, que des microfissures puissent se former par un mécanisme ne faisant intervenir que le glissement, à condition toutefois de considérer que les dislocations de glissement sont émises par des sources « spatiales ».

4.2. — AMORÇAGE DES FISSURES PAR MACLAGE

4.2.1. - Relaxation des contraintes au croisement de deux macles

Comme nous avons pu le voir dans le chapitre III, il y a quatre types d'intersections de macles, qui sont respectivement parallèles aux directions cristallographiques <111>, <210>, <110> et <311>.

Dans le cas des intersections parallèles à <111>, les cisaillements dans la direction <111> sont identiques dans les deux macles : par conséquent ces deux macles se croisent sans concentration de contraintes.

Dans le cas des intersections du type <210>, nous avons observé que le plus souvent les macles se croisent sans relaxation de contraintes par glissement; ceci serait essentiellement dû au fait que la traversée d'une macle par une autre peut s'effectuer dans ce cas sans inversion du sens de propagation de la macle incidente pendant son parcours dans l'autre macle. Il faut noter cependant que, dans certains cas, on peut observer des lignes de glissement suivant les plans {123}; ce point sera discuté ultérieurement.

Considérons maintenant les intersections parallèles à <110>, qui sont le plus souvent à l'origine des fissures. Comme nous l'avons noté dans le chapitre III, dans ce cas, la première macle ne peut pas traverser la seconde macle. Par contre, des bandes de glissement correspondant au même cisaillement peuvent permettre à la déformation de se poursuivre. En effet, on observe souvent que, lorsqu'une macle s'arrête en un point (par exemple au point marqué P sur la figure 3.13), la déformation se poursuit par glissement suivant le même plan {112} que la macle (glissement attribué aux dislocations émissaires de Sleeswyk). De plus, les glissements dus à la relaxation des contraintes au croisement de deux macles (fig. 3.13 : F et A) sont identiques à ceux que l'on observe au croisement d'une macle et des bandes de glissement précédentes (fig. 3.13 : points C et D) : ils correspondent à des plans {110}. Par conséquent, nous pouvons analyser le problème de la relaxation des contraintes à ce type de croisement de macles, en considérant que cette relaxation se produit par passage des dislocations émissaires de la première macle dans la seconde. Cette interprétation englobe les deux cas qui viennent d'être décrits.

Considérons donc le cas de la rencontre de la macle M_1, $\frac{1}{2}\ a\ [\bar{1}11]\ (1\bar{1}2)$ avec la macle M_2, $\frac{1}{2}\ a\ [1\bar{1}1]\ (\bar{1}12)$. Sleeswyk et Verbraak [31]

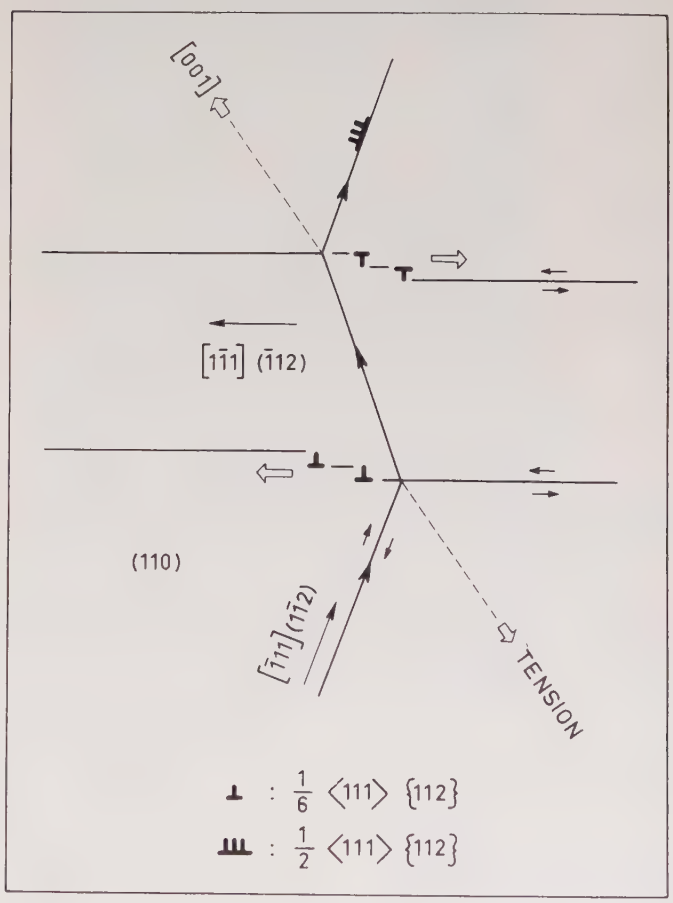


FIG. 4.7

Passage d'une dislocation de glissement (émissaire, par exemple) à travers un joint de macle (d'après Sleeswyk [31]).

ont étudié le problème du passage de dislocations de glissement dans une macle. D'après eux, la dislocation $\frac{1}{2}a\,[\bar{1}11]$ pénètre dans la macle M_2 en donnant naissance à deux dislocations de macle au joint de macle, ainsi que le montre la figure 4.7. En rapportant les vecteurs de Burgers de ces dislocations au réseau de la matrice (lettre *m* mise en indice) ou au réseau de la macle (lettre *t* mise en indice), la réaction précédente s'écrit :

$$\frac{1}{2}\,[\bar{1}11]_m = \frac{1}{2}\,[1\bar{1}\bar{1}]_t + 2 \times \frac{1}{6}\,[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]_t \qquad (4.1)$$

On peut évaluer l'énergie nécessaire à cette réaction de la façon suivante. On sait que l'énergie E d'une dislocation est de la forme $K\,b^2$ (où K est une constante voisine de $\mu/2$ et *b* le vecteur de Burgers). Si l'on désigne par E_0 la valeur de cette énergie pour une dislocation de glissement $a/2\,\langle 111\rangle$, l'énergie correspondant à la réaction (4.1) est égale à $\Delta E \simeq \frac{2}{9}\,E_0$. Comme cette énergie n'est pas très grande, les contraintes résultant de l'empilement des émissaires pourraient suffire à provoquer la réaction 4.1.

Après la traversée de la macle M_2 par la dislocation $\frac{1}{2}\,[\bar{1}11]$, la déformation continue soit par glissement (fig. 3.13 A), soit, dans certains cas, par la formation d'une seconde macle (fig. 3.13 B).

Si les dislocations de macle ainsi formées ne rencontrent pas de barrières, la largeur de la macle M_2 augmente avec le nombre de dislocations émissaires qui l'ont traversée. Cependant comme nous pouvons le voir sur la figure 3.13 C, cette macle est partiellement déviée à la suite de son intersection avec la macle M_1; il semble donc que les dislocations de macle restent bloquées près de l'endroit où elles sont formées. On conçoit effectivement qu'après le passage d'un certain nombre de dislocations de glissement, une interaction entre la dislocation de macle et les dislocations de glissement empilées dans la macle ou dans la matrice rende plus difficile le mouvement des dislocations de macle (fig. 4.8 *a*).

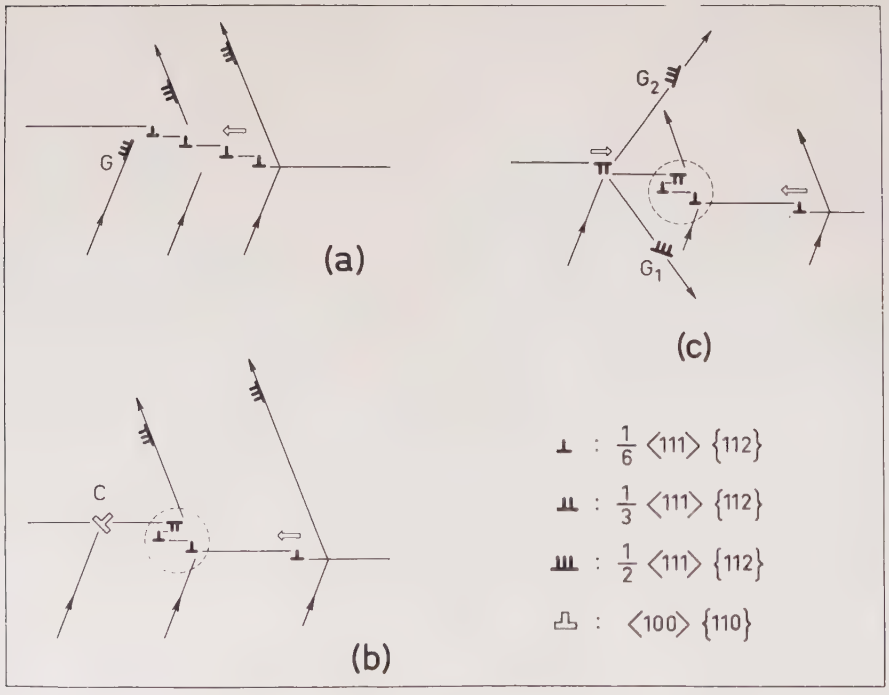


FIG. 4.8

Diverses réactions de dislocations ayant lieu au niveau des joints de macle à l'occasion du passage d'une dislocation de glissement dans cette macle

Dans ces conditions, la dislocation de glissement peut réagir avec les dislocations de macle et donner lieu à la réaction suivante, représentée sur la figure 4.8 *b* :

$$3 \times \frac{1}{6}[1\bar{1}1] + \frac{1}{2}[\bar{1}11] \rightarrow [001] \qquad (4.2)$$

Cette réaction s'accompagne de la formation d'un ensemble neutre de dislocations (deux dislocations $\frac{1}{6}[1\bar{1}1]$ et une dislocation $\frac{1}{3}[\bar{1}1\bar{1}]$; l'énergie de formation de ce groupe est très faible. Par conséquent l'énergie nécessaire à la réaction (4.2), qui correspond à l'énergie de cet ensemble, est négligeable devant l'énergie de la dislocation de glissement La répétition de cette réaction peut donc conduire à la création d'un certain nombre de dislocations du type de Cottrell à l'intersection des dislocations émissaires avec une macle.

Finalement, on arrive à une situation très voisine de celle que nous avons décrite dans le cas du croisement de deux bandes de glissement (paragraphe 4.1) et on peut considérer que la relaxation des contraintes dans le cas présent s'effectue aussi par décomposition de la dislocation-coin de vecteur de Burgers [001] selon la réaction :

$$[001] \rightarrow \frac{1}{2}[111]\,(\bar{1}10) + \frac{1}{2}[\bar{1}\bar{1}1]\,(\bar{1}10) \qquad (4.3)$$

La dislocation $\frac{1}{2}[111]$ $(\bar{1}10)$ peut se déplacer par glissement dans la matrice, sous l'action des contraintes existant à l'intersection. Quant à la dislocation $\frac{1}{2}[\bar{1}\bar{1}1]$ $(\bar{1}10)$ elle peut subir la réaction suivante :

$$\frac{1}{2}[\bar{1}\bar{1}1]_m = \frac{1}{2}[1\bar{1}\bar{1}]_t + \frac{1}{3}[1\bar{1}1]_t \qquad (4.4)$$

Cette réaction, qui est représentée sur la figure 4.8 *c*, nécessite une énergie relativement grande $\Delta E \simeq \frac{4}{9} E_0$. Cependant, la dislocation de macle complémentaire $\frac{1}{3}[111]$ peut réagir avec les autres dislocations de macle présentes, ce qui permet la création d'un ensemble neutre de dislocations. Le bilan énergétique de l'ensemble des deux réactions devient alors favorable : l'énergie de réaction est en effet $\Delta E \simeq -2/9\ E_0$ (gain d'énergie). En fin de compte, la dislocation $\frac{1}{2}[\bar{1}11]$ peut sans difficulté traverser la macle M_2, du moins s'il existe suffisamment de dislocations de macle au joint de macle.

La figure 3.13 F représente les glissements $(\bar{1}10)$ qui partent de l'intersection A et qui résultent des réactions que nous venons d'étudier. Sur la figure 4.9 nous observons plusieurs « réflexions » de ces glissements lorsqu'ils rencontrent l'une ou l'autre de deux macles parallèles; les réactions précédentes en

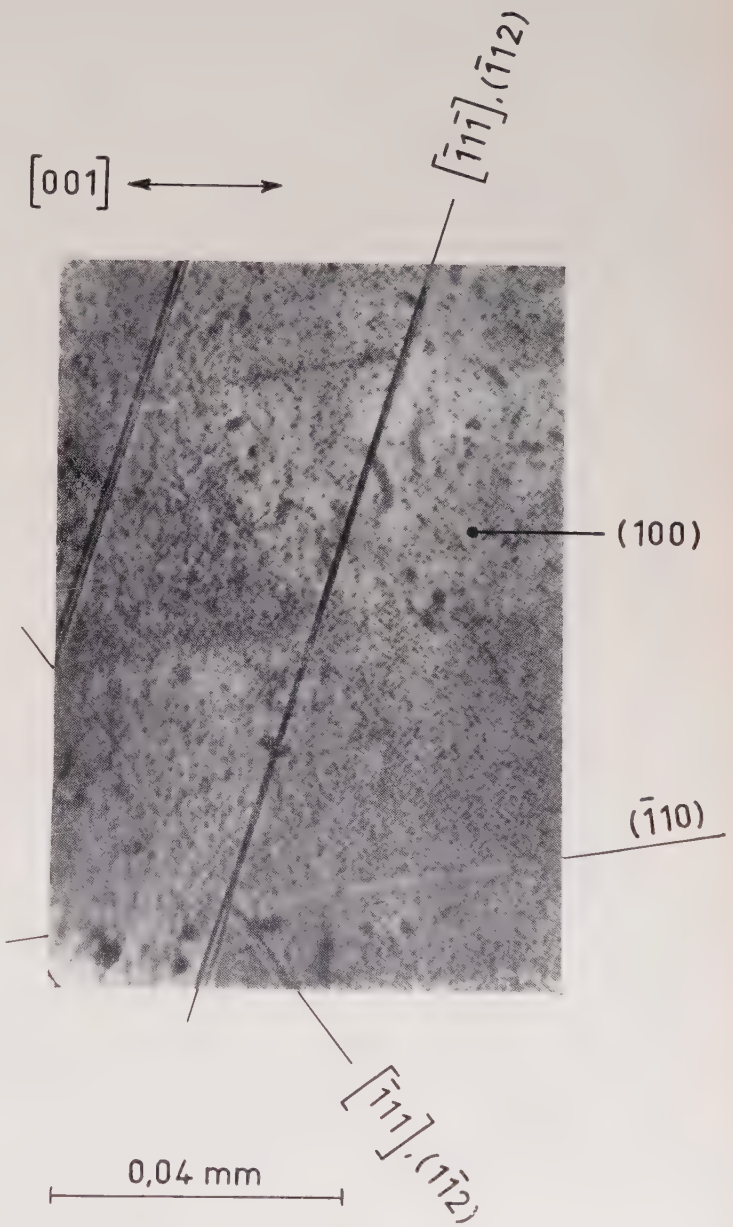


Fig. 4.9

Observation des dislocations, par figures d'attaque, dans une éprouvette rompue à 77 °K, dont l'axe était parallèle à [001].

se répétant à chaque « point d'incidence » permettent d'interpréter ce phénomène.

Dans le cas de l'intersection du type <311>, la dislocation [100] créée par la réaction (4.2) est parallèle à la direction <311>. Elle peut se décomposer d'une seule manière, selon la réaction :

$$[100] \rightarrow \frac{1}{2}[1\bar{1}1]\,(011) + \frac{1}{2}[11\bar{1}]\,(011) \qquad (4.5)$$

La figure 3.15 montre qu'aux croisements de ce type, des glissements suivant les plans (011) se produisent et que les contrastes sont inversés. Ceci prouve que, de part et d'autre de la macle, les lignes de glissement correspondent à des vecteurs de Burgers différents. On peut interpréter de la même manière les lignes de glissement visibles à certaines intersections du type [021] ; dans ce cas, il y a création de deux types de dislocations de Cottrell ayant pour vecteurs de Burgers [100] et [010]. La décomposition de ces dislocations, bien que possible de cinq manières différentes, conduit toujours en pratique à des lignes de glissement suivant les plans {123}.

4.2.2. - Relaxation en tête d'une macle bloquée par certaines barrières non visibles au microscope optique

Nous avons décrit au paragraphe 3.2.2 des lignes de glissement que l'on observe à l'extrémité d'une macle dont la propagation se trouve arrêtée par certains obstacles non visibles au microscope optique. Aucun des cas que nous avons examinés n'est intéressant du point de vue de la fissuration. En effet, les macles s'arrêtent selon une ligne parallèle à l'axe {111}, c'est-à-dire parallèle à la direction du vecteur de Burgers des dislocations de macle. Dans ce cas, les dislocations de macle sont des dislocations vis et les dislocations de glissement émises au-devant de la macle peuvent facilement éviter les obstacles en changeant de plan de glissement. Les traces visibles sur les micrographies montrent que ces dislocations glissent sur les plans {110} qui sont les plans de glissement actifs à cette température, comme nous l'avons déjà constaté au chapitre III.

D'autre part, on peut observer, mais beaucoup plus rarement, des lignes de glissement correspondant aux plans {112} et {123}. Pour expliquer ce phénomène il faudrait mieux connaître la nature et le mode d'action des barrières qui arrêtent les macles. Cependant ce problème ne concerne notre sujet principal que de très loin et nous n'en dirons pas davantage.

4.2.3. - Influence des macles sur l'amorçage de la rupture par clivage

Nos résultats expérimentaux ont montré que, dans tous les cas où il y a eu rupture par clivage (à l'exception seulement de certaines éprouvettes dont l'axe était parallèle à [011]), celle-ci s'amorce aux intersections de macles parallèles à la direction <110>.

D'après nos observations et leur interprétation à partir du raisonnement du paragraphe 4.2.1, il est vraisemblable que les dislocations responsables de la rupture sont créées par réaction, au niveau du joint de macle, entre les dislocations de macle relatives à l'une des macles et les dislocations de glissement émises au-devant de l'autre.

L'amorçage d'une fissure par ces dislocations peut avoir lieu dans les mêmes conditions que l'amorçage par glissement. Ainsi leur stabilité et leur mode de décomposition éventuel sont essentiellement les mêmes dans les deux cas.

Cette interprétation permet en particulier de bien expliquer pourquoi, du point de vue de l'amorçage de la rupture, les intersections du type <110> sont plus efficaces que les autres, même lorsque l'une des macles qui interviennent appartient à un système de maclage secondaire et peu favorisé par les conditions de l'essai. De même, notre raisonnement permet de prévoir que le plan de rupture est toujours le plan {100} que l'on observe effectivement.

Dans le cas des essais de traction effectués dans la direction [011], nous ne pouvons pas appliquer directement le modèle précédent. En effet, les dislocations créées de cette manière ont toujours un vecteur de Burgers [100], ce qui conduit à un seul plan de fissuration, à savoir le plan (100) parallèle à l'axe de traction. En réalité la rupture se produit également dans d'autres plans {100}, en particulier à la température de l'hydrogène liquide. A l'exception de ce seul cas, notre modèle est en parfait accord avec l'expérience.

Encore convient-il de noter que dans le cas des éprouvettes parallèles à [011] rompues à 20 °K, la rupture ne se produit qu'après plusieurs maclages successifs et au voisinage des congés. Elle est amorcée à une intersection de macles du type <210> et se propage dans les plans (010) et (001). Dans les éprouvettes de cette orientation on trouve des intersections de macles parallèles à <311> que l'on ne rencontre pas dans le cas des autres orientations. Cependant cela ne suffit pas à expliquer la rupture de ces éprouvettes, puisque la fissure qui serait amorcée par une interaction du type <311> serait contenue dans le plan (100). Une telle fissure, parallèle à la direction de traction, ne devrait pas se propager. Les plans de clivage observés à 20 °K sont d'ailleurs (010) et (001). Ce mode de rupture est donc très particulier; il peut être attribué à la forme des éprouvettes (amorçage aux congés) et à la méthode expérimentale (mauvais alignement de l'éprouvette, imprécision dans le découpage du monocristal). Dans ces conditions le comportement anormal de ces seules éprouvettes ne permet pas de remettre en question les conclusions obtenues.

CHAPITRE V

Conclusion

Nous avons effectué des essais de traction entre la température ambiante et celle de l'hydrogène liquide sur des éprouvettes de fer monocristallines dont la surface était parallèle à (100) et dont les axes étaient orientés dans des directions variables, prises entre [001] et [011].

Nos essais confirment que la rupture par clivage a toujours lieu dans les plans {100}, et qu'elle a généralement son origine à l'intersection de deux macles. Dans certaines conditions particulières toutefois, il est possible d'obtenir une fissure de clivage uniquement à partir de dislocations de glissement. Cependant ce point n'a pas été étudié de façon approfondie.

Dans la discussion de nos résultats, nous avons montré que, moyennant certaines modifications, le modèle proposé par Cottrell permettait d'expliquer la formation d'une fissure de clivage par réaction des dislocations de deux bandes de glissement. Comme nous l'avons vu, son modèle initial n'est pas satisfaisant : les barrières de Cottrell ne constituent pas des obstacles assez efficaces pour amorcer la rupture. Ceci résulte du fait qu'il y aurait décomposition de la dislocation de Cottrell sous l'influence des contraintes dues aux dislocations de glissement empilées. Nous avons donc proposé une variante de ce modèle, correspondant à la formation d'un ensemble de dislocations de type Cottrell soit dans le plan de clivage {100} soit dans un plan perpendiculaire à ce plan. Dans le premier cas, qui est le plus stable, les dislocations s'arrangent en sous-joints. Le modèle d'amorçage de la rupture est donc voisin de celui qui a été décrit par Friedel.

Notons toutefois que nos observations montrent que les concentrations de contraintes au croisement de deux macles jouent un rôle prédominant dans l'amorçage des fissures. Cela indique que la relaxation des contraintes est plus difficile dans ce cas. Nos résultats expérimentaux s'interprètent alors assez bien si l'on admet la création de dislocations de Cottrell à l'intersection des deux macles, dislocations qui pourraient être effectivement à l'origine des clivages.

Du point de vue cristallographique, l'arrangement et les interactions des dislocations à une intersection de macles du type considéré et au croisement de deux bandes de glissement (mécanisme de Cottrell généralisé) sont en fin de compte très comparables.

Notons toutefois que le modèle proposé ne permet pas d'expliquer le mode de rupture à 20° K des éprouvettes dont l'axe est parallèle à [011]. Nos essais semblent indiquer que dans ce cas un mécanisme différent, moins efficace dans les conditions d'essais habituelles que les mécanismes précédents, est responsable de la rupture par clivage.

ANNEXE

Décomposition de la dislocation de Cottrell

A.1. — FACTEURS DE L'ÉNERGIE D'ACTIVATION DE DÉCOMPOSITION DE LA DISLOCATION a [100] DANS LE CAS DE DEUX EMPILEMENTS IDENTIQUES

Dans le cas des métaux cubiques centrés, Cottrell a proposé la réaction suivante :

$$\frac{a}{2}\,[1\bar{1}\bar{1}] + \frac{a}{2}\,[111] \rightarrow a\,[100] \qquad \text{(A.1)}$$

Cette réaction cristallographique est représentée sur la figure A.1. Il est clair que cette réaction permet une diminution de l'énergie élastique des dislocations. De plus, les dislocations situées dans les plans (110) et $(1\bar{1}0)$ ne produisent aucune contrainte de cisaillement dans le plan (010) ; une telle contrainte aurait pour effet de faire glisser la dislocation a [100]. Pour ces deux raisons, il semble donc que cette dislocation soit assez stable et qu'elle puisse jouer le rôle de barrière. Cependant, la probabilité de décomposition de cette dislocation par la réaction inverse de l'équation (A.1) augmente avec le nombre des dislocations de glissement qui s'empilent derrière elle dans les plans (110) et $(1\bar{1}0)$ et avec la concentration des contraintes qui en résulte.

Nous allons étudier la décomposition de la dislocation a [100] dans ces conditions. Pour cela, nous utilisons un trièdre de référence $Oxyz$ (fig. A.2) ; l'axe Oz coïncide avec la direction [001], l'axe Oy avec [110] et l'axe Ox avec la direction $[1\bar{1}0]$. Avant décomposition, la ligne de dislocation-coin a [100] coïncide avec Oz. Après décomposition, cette ligne donne naissance à deux arcs de dislocations contenus respectivement dans les plans yOz et xOz. Les empilements dans les plans (110) et $(1\bar{1}0)$ étant par hypothèse identiques, nous pouvons admettre que les arcs des dislocations de décomposition ont la même forme géométrique :

$$x = y = f(z)$$

La dissociation est en effet plus facile dans ce cas que dans celui où l'on suppose que ces arcs ont la forme :

$$x = f(z) \quad \text{et} \quad y = 0.$$

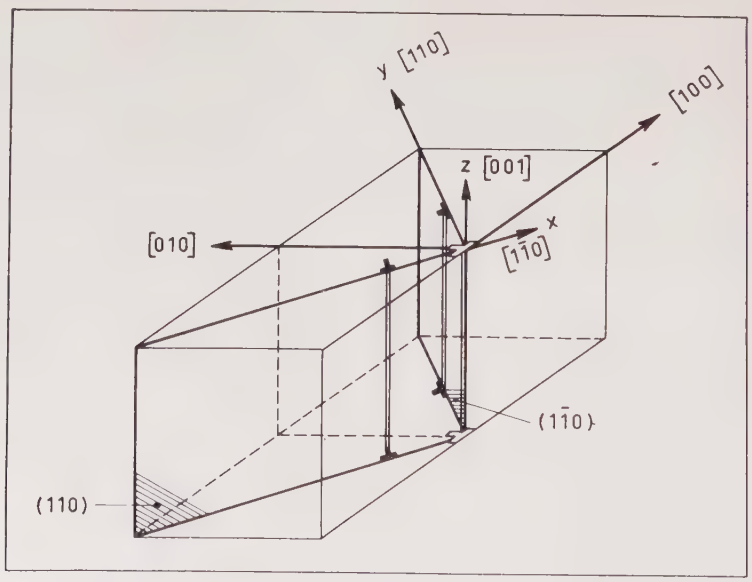


FIG. A.1
Modèle de Cottrell.
⊥ Dislocations de glissement.
⊥ Dislocation de Cottrell.

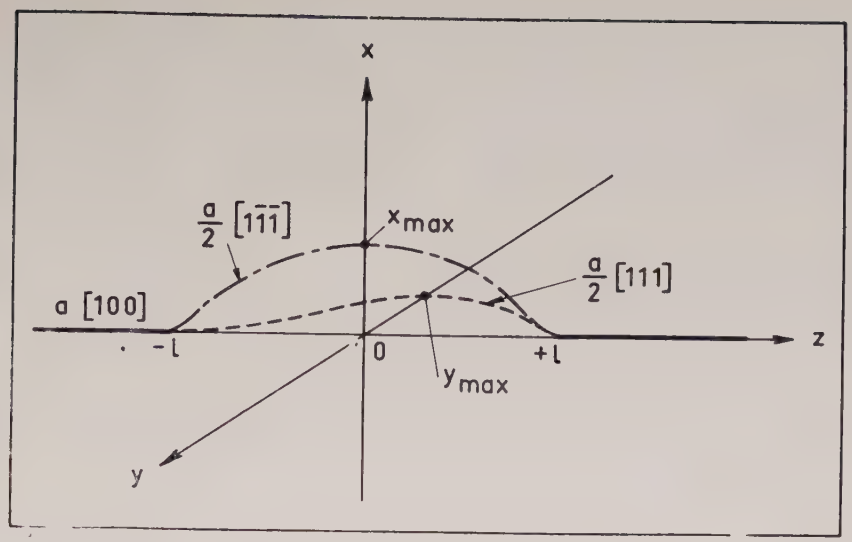


FIG. A 2

Début de décomposition de la dislocation de Cottrell; formation de deux arcs de dislocations de glissement dans les plans *xoz* et *yoz*.

Cependant c'est de cette dernière hypothèse qu'est parti Stroh, pour calculer l'énergie de décomposition des dislocations de Lomer-Cottrell dans certains métaux cubiques à faces centrées.

Les termes d'énergie qu'il faut considérer dans la décomposition de la dislocation a [100] sont les suivants :

— Energie de ligne des dislocations;

— Variation d'énergie élastique et de cœur des dislocations dans la décomposition;

— Energie apportée par la contrainte appliquée (par l'intermédiaire de l'empilement des dislocations).

A.1.1. - Energie de ligne

Lorsqu'une dislocation se déforme et n'est plus rectiligne (fig. 4.2), l'énergie de ligne augmente : la variation de cette énergie est donnée par :

$$E'_\ell = T' \int_{-\ell}^{\ell} \left\{ \sqrt{1 + \left(\frac{dx}{dz}\right)^2} - 1 \right\} dz$$

T' est une grandeur peu différente de la tension de ligne et 2ℓ est la longueur de la dislocation. Stroh [33] donne pour T' l'expression suivante :

$$T' \simeq \frac{\mu b^2}{4\pi} \operatorname{Log} \frac{R}{r_0} = \frac{3\mu a^2}{16\pi} \operatorname{Log} \frac{R}{r_0}$$

a est la distance réticulaire du cristal, μ est le module de cisaillement, R, r_0 sont les rayons critiques de la dislocation, et b son vecteur de Burgers.

L'énergie qu'il faut dépenser pour déformer les deux segments de la dislocation de Cottrell décomposée est donc égale à deux fois E'_ℓ . Si l'on suppose $(dx/dz)^2 \ll 1$, la variation d'énergie de ligne peut s'écrire :

$$E_\ell = 2\,E'_\ell = \frac{1}{2}\,T \int_{-\ell}^{\ell} \left(\frac{dx}{dz}\right)^2 dz \quad (A.2)$$

avec

$$T = 2\,T' = \frac{3\mu a^2}{8\pi} \operatorname{Log} \frac{R}{r_0}$$

A.1.2. - Variation de l'énergie élastique et de l'énergie de cœur des dislocations

L'énergie par unité de longueur d'une dislocation est donnée par l'expression suivante :

$$E(O, R) = \frac{\mu b_e^2}{4\pi(1-\nu)} \operatorname{Log} \frac{R}{r_0}$$

$$+ E_e(O, r_0) + \frac{\mu b_s^2}{4\pi} \operatorname{Log} \frac{R}{r'_0} + E_s(O, r'_0)$$

où b_e est la composante-coin du vecteur de Burgers et b_s sa composante-vis. r_0 et r'_0 sont

respectivement les rayons du cœur des dislocations coin et vis. Le premier terme de cette équation représente l'énergie élastique de la dislocation-coin et le deuxième l'énergie de cœur de la dislocation-coin. Les troisième et quatrième termes représentent les énergies correspondantes de la dislocation-vis.

Nous allons, maintenant, évaluer la variation de l'énergie élastique et de l'énergie de cœur quand la dislocation a [100] se décompose pour donner les deux arcs de dislocations $\frac{a}{2}$ [111] et $\frac{a}{2}$ [$1\bar{1}\bar{1}$]. Dans l'expression $\mathrm{Log}\,\frac{R}{r_0}$ nous négligeons la différence de rayon critique r_0 entre les dislocations a [100] et $\frac{a}{2}$[110]. Avec cette approximation, la variation d'énergie qu'entraîne la décomposition est donnée par :

$$\delta E_d = 2\left[E_{<111>} - E_{<100>}\right]\delta z + \frac{\mu a^2}{8\pi}\,\mathrm{Log}\,\frac{R}{r'_0}\,\delta z \qquad (A.3)$$

où $E_{<111>}$ et $E_{<100>}$ sont les énergies de cœur respectives des dislocations $\frac{a}{2}$ <111> et a [100].

D'autre part, l'énergie d'interaction entre les deux arcs des dislocations formés s'écrit :

$$\delta E_i = -\frac{\mu a^2}{8\pi}\,\mathrm{Log}\,\frac{R}{r}\,\delta z \qquad (r'_0 \leqslant r \leqslant R) \qquad (A.4)$$

r étant la distance entre les deux dislocations décomposées. Finalement la variation d'énergie consécutive à la décomposition est égale à :

$$E_d + E_i = \int_{-\ell}^{\ell}\left[\Delta E_c + \frac{\mu a^2}{8\pi}\,\mathrm{Log}\,\frac{r}{r'_0}\right]dz \qquad (A.5)$$

avec

$$\Delta E_c = 2\left|E_{<111>} - E_{<100>}\right|$$

Afin d'éliminer la difficulté due au terme ΔE_c, nous utilisons la méthode de Stroh [32] et écrivons que la force entre les deux dislocations qui interviennent dans l'équation (4) est de la forme :

$$F_r \sim 1/\sqrt{\alpha^2 + r^2}, \qquad (O \leqslant r \leqslant R)$$

plutôt que de la forme :

$$F_r \sim 1/r, \qquad (r_0 \leqslant r \leqslant R)\,;$$

l'introduction du paramètre α permet alors d'éviter, au moins formellement, certaines difficultés relatives au cœur des dislocations. Dans ces conditions, l'équation (5) s'écrit :

$$E_d + E_i = \frac{\mu a^2}{8\pi}\int_{-\ell}^{\ell}\mathrm{Log}\left\{\frac{r}{\alpha} + \sqrt{1 + \left(\frac{r}{\alpha}\right)^2}\right\}dz \qquad (A.6)$$

compte tenu de

$$\Delta E_c = \int_0^{r'_0}\frac{\mu a^2}{8\pi}\frac{1}{\sqrt{\alpha^2 + r^2}}\,dr \simeq \frac{\mu a^2}{8\pi}\,\mathrm{Log}\,\frac{2\,r'_0}{\alpha}$$

et en supposant $\left(\frac{r'_0}{\alpha}\right)^2 \gg 1$.

Pour estimer la quantité ΔE_c, nous pourrions utiliser les résultats des mesures d'énergie des joints de grains. Malheureusement de telles mesures n'ont pas encore été effectuées dans le cas du fer pur. Cependant nous pouvons calculer un ordre de grandeur de α en utilisant les résultats obtenus par Dunn et Hibbard [34] dans le cas de l'alliage de fer à 3 % de silicium. Le calcul effectué à partir de ces données [35] conduit aux valeurs suivantes :

$$\frac{4\pi(1-\nu)}{\mu b^2}E_{<111>} = 2{,}4$$

$$\frac{4\pi(1-\nu)}{\mu b^2}E_{<100>} = 2{,}3$$

Si l'on suppose de plus $r'_0 = 3\,b$, on obtient:

$$\Delta E_c \simeq 3{,}6\,\frac{\mu a^2}{8\pi}\quad(\nu = 0{,}28)$$

On en déduit $\alpha \simeq 0{,}14\,a$.

A.1.3. - Terme d'énergie correspondant aux contraintes appliquées

Nous estimons maintenant la contribution de la contrainte appliquée pendant la décomposition.

Sur la figure 4.1 la dislocation de Cottrell passant par l'origine, se décompose en deux dislocations A et B dont la distance à l'origine

est x. Soient x_i et y_i les coordonnées respectives des dislocations des empilements situés dans les plans yOz et xOz. La contrainte de cisaillement $F(x)$ exercée par les deux empilements sur la dislocation A, peut se mettre sous la forme :

$$\frac{8\pi}{\mu a^2} F(x) = \frac{3-\nu}{1-\nu} \sum_{i=1}^{n} \frac{1}{x_i + x} + \frac{2}{1-\nu} \sum_{i=1}^{n} \frac{y_i (y_i^2 - x^2)}{(x_i^2 + y_i^2)^2} - \sum_{i=1}^{n} \frac{x}{x_i^2 + y_i^2} \quad (A.7)$$

Dans notre cas, les deux empilements sont identiques; par conséquent $x_i = y_i$ (l'indice i se rapporte à la $i^{ème}$ dislocation de chaque empilement). Nous supposons enfin que $x \ll x_i, y_i$. Bien que la justification de cette hypothèse n'apparaisse que plus loin, il est légitime de la faire. En effet, l'amorçage de la rupture a lieu dans une zone très petite dans laquelle l'énergie d'activation de décomposition est presque nulle; ceci correspond donc à une valeur maximale x_{max} de x très faible. Dès que x dépasse x_{max}, la dislocation ne peut plus se reformer.

Cette approximation nous permet de développer la formule (A.7) en x/x_i jusqu'au second ordre. Après intégration nous avons :

$$\frac{8\pi}{\mu a^2} E(x) \simeq \frac{5-\nu}{1-\nu} \sum_{i=1}^{n} \frac{x}{x_i} - \frac{2-\nu}{1-\nu} \sum_{i=1}^{n} \left(\frac{x}{x_i}\right)^2 \quad (A.8)$$

Lorsque x est petit les deux sommations relatives à l'indice i convergent assez rapidement, ainsi que nous le verrons par la suite. Nous nous limiterons donc aux trois premiers termes de ces sommes. D'après les valeurs de x_i calculées par Chou et al. [12], les rapports x_i/x_1 sont indépendants du nombre n des dislocations de l'empilement lorsque $10 \leqslant n \leqslant 50$. L'équation (A.8) devient finalement :

$$\frac{8\pi}{\mu a^2} E(x) = 7{,}82 \frac{x}{x_1} - 2{,}46 \left(\frac{x}{x_1}\right)^2 \quad (A.9)$$

x_1 est fonction de n et de la contrainte de cisaillement appliquée.

A.2. — ÉNERGIE D'ACTIVATION DE DISSOCIATION DE LA DISLOCATION a [100] EN FONCTION DU NOMBRE DES DISLOCATIONS DES DEUX EMPILEMENTS

En utilisant les équations (A.2), (A.6) et (A.8), l'énergie d'activation W s'écrit :

$$W = \int_{-\ell}^{\ell} \left[\frac{1}{2} T \left(\frac{dx}{dz}\right)^2 + A(x) - E(x) \right] dz \quad (A.10)$$

avec :

$$T = \frac{3\mu a^2}{8\pi} \operatorname{Log} \frac{R}{r_0}$$

$$A(x) = \frac{\mu a^2}{8\pi} \operatorname{Log} \left\{ \frac{\sqrt{2}\,x}{\alpha} + \sqrt{1 + \left(\frac{\sqrt{2}\,x}{\alpha}\right)^2} \right\}$$

$$E(x) = 2 \left[7{,}82 \left(\frac{x}{x_1}\right) - 2{,}42 \left(\frac{x}{x_1}\right)^2 \right] \frac{\mu a^2}{8\pi}$$

Pour calculer cette énergie, nous déterminons d'abord la fonction $x = f(z)$ (fig. A.2), en utilisant le calcul des variations. Ceci permet d'obtenir la position d'équilibre métastable des arcs provenant de la décomposition de la dislocation de Cottrell. L'équation d'Euler appliquée à la relation (A.10) donne :

$$T \frac{d^2 x}{dz^2} - \frac{\partial A(x)}{\partial x} + \frac{\partial E(x)}{\partial x} = 0$$

Après intégration de cette équation, nous obtenons :

$$\frac{1}{2} T \left(\frac{dx}{dz}\right)^2 - \frac{1}{2} T C_0 + E(x) - A(x) = 0 \quad (A.11)$$

avec les conditions initiales suivantes :

$$E(0) = A(0) = 0$$

$$\left|\frac{dx}{dz}\right|_{x = x_{max} \text{ ou } z = 0} = 0$$

et

$$\left(\frac{dx}{dz}\right)^2_{x = 0 \text{ ou } z = 1} = C_0$$

Nous déterminons ensuite la constante C_0 en écrivant que l'énergie W doit être minimale, c'est-à-dire : $\partial W/\partial C_0 = 0$.

Des équations (A. 10) et (A. 11), nous déduisons la relation :

$$W = 2\sqrt{2\,T}\int_0^{x_{max}} \varnothing\,(x)\;dx \quad (A.12)$$

où

$$\varnothing\,(x) = \left[A\,(x) - E\,(x) + \frac{1}{2}T\,C_o\right]^{1/2} - \frac{1}{4}T\,C_o\left[A\,(x) - E\,(x) + \frac{1}{2}T\,C_o\right]^{-1/2}$$

Enfin la valeur de x_{max} est donnée par l'équation :

$$A\,(x_{max}) - E\,(x_{max}) + \frac{1}{2}\,T\,C_o = 0$$

A partir de ces équations, nous pouvons maintenant calculer C_o et x_{max}. Evaluons d'abord :

$$\frac{\partial W}{\partial C_o} = \frac{d\,x_{max}}{dC_o}\,\frac{\partial W}{\partial x_{max}}$$

Le deuxième facteur de ce produit peut être explicité :

$$\frac{\partial W}{\partial x_{max}} = \frac{\partial}{\partial x_{max}}\int_0^{x_{max}} \varnothing\,(x)\;dx$$

$$= \frac{\partial}{\partial x_{max}}\int_0^{1} \varnothing\,(u, x_{max})\;x_{max}\;d\,u$$

(en posant $x_{max} \cdot u = x$)

$$= \int_0^1 \left[\varnothing\,(x_{max}, u) + x_{max}\frac{\partial \varnothing\,(x_{max}\cdot u)}{\partial x_{max}}\right] d\,u$$

$$= \int_0^1 \left[\varnothing\,(x) + x\,\frac{\partial \varnothing\,(x)}{\partial x}\right] d\,u$$

Sachant que :

$$\frac{\partial \varnothing\,(x_{max}\cdot u)}{\partial x_{max}} = \frac{x}{x_{max}}\,\frac{\partial \varnothing\,(x)}{\partial x}$$

$\dfrac{\partial W}{\partial x_{max}}$ s'écrit finalement :

$$\frac{\partial W}{\partial x_{max}} = \int_0^1 \frac{1}{x_{max}}\left[\varnothing\,(x) + x\,\frac{\partial \varnothing\,(x)}{\partial x}\right] d\,x$$

On aboutit ainsi à :

$$\frac{\partial W}{\partial C_o} = \frac{\partial x_{max}}{\partial C_o}\;\varnothing\,(x_{max})$$

On constate, à l'aide de l'équation (A. 12), qui relie C_o et x_{max}, que lorsque C tend vers C_o, $\partial x_{max}/\partial C_o$ ne tend pas vers zéro. Pour que donc $\partial W/\partial C_o$ puisse s'annuler, il faut que $\varnothing\,(x_{max})$ soit nul, c'est-à-dire finalement que C_o soit nul.

Si l'on tient compte de ce résultat, on peut mettre W sous la forme :

$$W = 2\sqrt{T\,A_o}\;.\;\alpha\;.\;I\,(\xi_n) \qquad (A.13)$$

en utilisant les notations ou les définitions suivantes :

$$I\,(\xi_n) = \int_0^{t_{max}} \left[\mathrm{Log}\,\{t + \sqrt{1+t^2}\} - \xi_n\,t + 0{,}02\;\xi_n^{\,2}\,t^2\right]^{1/2} dt$$

$$t = \frac{\sqrt{2}\,x}{\alpha}\;;\;k = \frac{\alpha}{a}$$

$$\xi_n = \sqrt{2}\;\times\;7{,}82\,\frac{\alpha}{x_1}$$

$$T = \frac{3\,\mu\,a^2}{8\,\pi}\;\mathrm{Log}\;\frac{R}{r_o}$$

$$A_o = \frac{\mu\,a^2}{8\,\pi}$$

t_{max} est solution de l'équation

$$\left[\mathrm{Log}\,\{t + \sqrt{1+t^2}\} - \xi_n\,t + 0{,}02\;\xi_n^{\,2}\,t^2\right]_{t\,=\,t_{max}} = 0$$

Nous avons représenté, sur la figure A.3, les valeurs de $I\,(\xi_n)$ et $t_{max}\,(\xi_n)$ calculées à partir de ces formules. Pour passer de $I\,(\xi_n)$ à W (n), c'est-à-dire la variation de l'énergie d'activation de décomposition en fonction du nombre de dislocations des empilements, il est nécessaire de préciser la relation entre ξ_n et n. ξ_n est en effet fonction de n et de la contrainte de cisaillement appliquée. D'après la relation définissant ξ_n et la valeur de x_1

calculée par Chou et al.[12], nous pouvons écrire :

$$\xi_n = \frac{\sqrt{2} \times 7{,}82 \times 4\,\pi\, b_e\, \sigma_o\, n^{1{,}73}}{2{,}53\,\mu} \left\{ b_s^2 + \frac{2}{1-\nu} b_e^2 \right\}^{-1}$$

où

$$b_e = \frac{\sqrt{3}}{2}\, a \qquad b_s = \frac{1}{2}\, a$$

n = nombre des dislocations

σ_o = contrainte de cisaillement.

Ceci nous a permis de tracer les courbes W (n) reproduites sur la figure 4.3.

REMARQUE. — Pour obtenir l'expression (A.13) de l'énergie d'activation, nous avons effectué, en plus des changements de variables indiqués, une approximation nouvelle. Nous avons, en effet, remplacé T par l'expression suivante :

$$T \simeq \frac{3\,\mu\, a^2}{8\,\pi} \operatorname{Log} \{ t_m + \sqrt{1 + t_m^2} \}$$

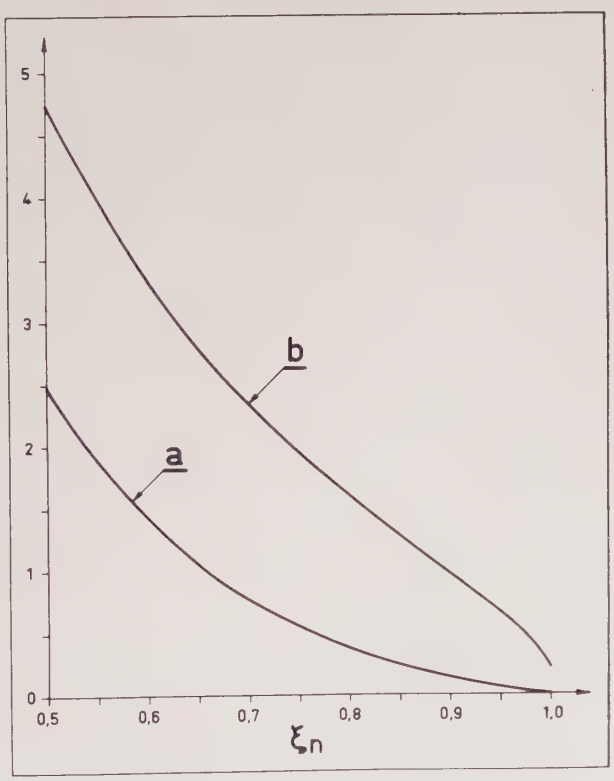


FIG. 4.3

Représentation grapique des fonctions I (ξ_n) (courbe a) et t_{max} (ξ_n) (courbe b). Valeurs résultant d'un calcul numérique effectué à partir des formules données dans le texte.

Cependant, ceci ne modifie guère notre résultat final. On constate effectivement sur la figure 4.3 que, même lorsque l'énergie W varie dans d'assez fortes proportions, le nombre n des dislocations ne varie pas de façon importante. Par conséquent, même si l'énergie W n'est pas connue de façon précise, le nombre n de dislocations que l'on déduira de la courbe 4.3 ne sera pas très différent de la valeur exacte que l'on pourrait obtenir à partir d'un calcul rigoureux.

A.3. — DÉCOMPOSITION DE LA DISLOCATION DE COTTRELL DANS LE CAS D'UN EMPILEMENT SIMPLE

La force F (x) due à l'empilement des dislocations et s'exerçant sur la dislocation A dans la direction x est (voir la figure 4.2) :

$$\frac{8\,\pi}{\mu a^2} F(x) = \frac{3-\nu}{1-\nu} \sum_{i=1}^{n} \frac{1}{x_i + x} \qquad (A.14)$$

et la force F (y) s'exerçant sur la dislocation B dans la direction y est :

$$\frac{8\,\pi}{\mu a^2} F(y) = \frac{2}{1-\nu} \sum_{i=1}^{n} \frac{x_i (x_i^2 - y^2)}{(x_i^2 + y^2)^2} - \sum_{i=1}^{n} \frac{y}{x_i^2 + y^2} \qquad (A.15)$$

La décomposition a lieu dans la région où l'énergie d'activation est petite, c'est-à-dire au voisinage immédiat de l'origine.. On peut donc considérer que x et y sont très petits par rapport à la distance x_i de la $i^{ème}$ dislocation de l'empilement à l'origine. L'équation (A.15) s'écrit alors :

$$\frac{8\,\pi}{\mu a^2} F(y) = \frac{2}{1-\nu} \sum_{i=1}^{n} \frac{1}{x_i} + \frac{1-\nu}{2}\, y \qquad (A.15')$$

On peut en déduire que :

$$\frac{F(x)}{F(y)} \simeq 1{,}36 \qquad (x, y \ll x_i)$$

Ceci montre que les deux arcs de dislocations résultant de la décomposition n'ont plus la même forme et que les relations obtenues dans le paragraphe A. 2 ne sont plus applicables dans le cas de l'empilement simple. Cependant on peut évaluer une limite supérieure de l'énergie d'activation de décomposition en considérant que les deux arcs obtenus ont pour équations $x = f(z)$ et $y = 0$. On peut, en effet, montrer que l'énergie d'activation correspondant à ce mode de décomposition est plus grande que celle obtenue dans le cas d'une décomposition symétrique $[x = y = f(z)]$.

La force F (x) est alors de la forme [28] :

$$F(x) \simeq n\ \sigma_0\ b \qquad (A.16)$$

Cette expression approchée suppose $x \ll x_i$.

Nous pouvons ensuite calculer l'énergie d'activation de décomposition dans le cas de l'empilement simple de la même façon qu'au paragraphe A. 2. On obtient en fin de compte :

$$W' = \sqrt{2\ T\ A_0}\ .\ \alpha\ .\ I(\xi_n)$$

avec :

$$\xi_n = n\ b\ \sigma_0\ \alpha\ \frac{8\pi}{\mu\ a^2} \qquad (A.17)$$

$$I(\xi_n) = \int_0^{t_{max}} \left[\text{Log}\ \{\ t + \sqrt{1 + t^2}\} - \xi_n\ t\right]^{1/2} dt$$

t_{max}, T, α et A_0 ont la même signification que dans la relation (A. 13).

Comme dans le cas des empilements symétriques, nous pouvons tracer les courbes $W'(\xi_n)$ et $t_{max}(\xi_n)$ et en déduire la courbe $W'(n)$. Cette dernière courbe a été reproduite sur la figure 4.4. Le nombre n des dislocations pour lequel W' devient très faible (c'est-à-dire pour lequel la décomposition de la dislocation de Cottrell a lieu) et que l'on déduit de cette figure sera légèrement surestimé en raison des approximations faites. C'est ce nombre qui sera comparé avec le nombre de dislocations nécessaires à l'amorçage d'une fissure.

BIBLIOGRAPHIE

1. C. S. Zener. — Fracturing of Metals (*ASM*) (1948), p. 3.
2. A. H. Cottrell. — *Trans. Met. Soc. AIME* (1958) *212,* p. 192.
3. J. J. Gilman. — *Trans. AIME* (1958), *212,* p. 783.
4. A. N. Stroh. — *Phil. Mag.* (1958), *3,* p. 597.
5. E. Fujita. — *Acta Met.* (1958), *6,* p. 543.
6. A. S. Argon et E. Orowan. — *Nature* (1961), *192,* p. 447.
7. D. Hull. — *Fracture of Solids* (Interscience Publications) (1962), p. 417.
8. R. Honda. — *J. Phys. Soc.* (Japan) (1961), *16,* p. 1309.
9. A. W. Sleeswyk. — *Acta Met.* (1962), *10,* p. 803.
10. R. Priestner et N. Louat. — *Acta Met.* (1963), *11,* p. 195.
11. A. N. Stroh. — *Proc. Roy. Soc.* (1954), *223 A,* p. 404.
12. Y. T. Chou, F. Garofalo et R. W. Whitmore. — *Acta Met.* (1960), *8,* p. 480.
13. A. N. Stroh. — *Advance in Physics* (1957), *6,* p. 480.
14. E. Orowan. — *Dislocations in Metals* (1954). p. 69.
15. G. T. Hahn, B. L. Averbach, W. S. Owen et M. Cohen. — *Fracture* (*Proc. Int. Conf.*, Swampscott) (1959), p. 91.
16. J. Washburn, A. E. Gorum et E. R. Parker. — *Trans. Met. Soc AIME* (1959), *215,* p. 230.
17. A. N. Stroh. — *Fracture* (Proc. Int. Conf., Swampscott) (1959), p. 117.
18. D. B. Biggs et P. L. Pratt. — *Acta Met.* (1958), *6,* p. 694.
19. C. S. Barrett, G. Ansel et R. F. Mehl. — *Trans. Amer. Soc. Metals* (1937), *25,* p. 702.
20. D. Hull. — *Acta Met.* (1960), *8,* p. 11.
21. F. Terasaki. — A paraître prochainement.
22. F. Terasaki, C. Loridan et G. Delarue. — A paraître prochainement.
23. S. Doi et T. Yamashita. — *Mem. of the Defense Academy* (Japan) (1957), *2,* n° 11.
24. D. F. Stein et J. R. Low Jr. — *Trans. Met Soc. AIME* (1961), *221,* p. 774.
25. T. Takeuchi. — *J. Phys. Soc.* (Japan) (1965), *20,* p. 942.
26. T. Taoka et al. — *J. Phys.* (Japan) (1964), *19,* p. 701.
27. E. A. Calnan et C. J. B. Clews. — *Phil. Mag.* (1951), *42,* p. 616.
28. J. D. Eshelby et al. — *Phil. Mag.* (1951), *42,* p. 351.
29. J. J. Gilman. — *Fracture,* Proc. Int. Conf. (Swampscott) (1959), p. 193.
30. J. Friedel. — *Les Dislocations* (Gauthier-Villars, Paris) (1954), p. 224.
31. A. W. Sleeswyk et C. A. Verbraak. — *Acta Met.* (1961), *9,* p. 917.
32. A. N. Stroh. - *Phil. Mag.* (1956), *1,* p. 489.
33. A. N. Stroh. — *Proc. Roy. Soc.* B (1954), p. 427.
34. C. G. Dunn et W. R. Hibbard. — *Acta Met.* (1955), *3,* p. 409.
35. H. Suzuki. — *Tenïron* (*théorie des dislocations*), Kyoritsu, Tokyo (1958), p. 268.

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

Vu et approuvé :

Orsay, le 28 février 1966

Le Doyen de la Faculté des Sciences,

J. BERGERARD

Vu et permis d'imprimer :

Le Recteur de l'Académie de Paris,

Jean ROCHE

Extrait de " Métaux, Corrosion, Industrie ", n^{os} 497, janvier 1967, 498, février 1967